

N° d'ordre : 1561

THESE

présentée
pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
TOULOUSE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Grégory MOURAT

ETUDE DE DIODES LASERS POUR DES APPLICATIONS METROLOGIQUES DE LA RETRO-INJECTION OPTIQUE

Soutenue le : 25 juin 1999 devant le jury composé de :

Mr	VASSILIEF	Président Prof. LAAS - CNRS
MM	BOISROBERT	Rapporteur Prof. Université de Nantes
	LE BIHAN	Rapporteur Prof. E.N.I de Brest
	NERIN	Examineur Société FOGALE NANOTECH
	SERVAGENT	Examineur Dr. Ecole des Mines de Nantes
	LESCURE	Directeur de thèse Prof. E.N.S.E.E.I.H.T
	BOSCH	Directeur scientifique Dr. Ecole des Mines de Nantes

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Département Automatique et Productique, au sein de l'équipe Automatique et Instrumentation de l'Ecole des Mines de Nantes.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à MM. BOSCH et SERVAGENT, Enseignants-Chercheurs et M. MORTEAU, technicien, pour leur accueil, leur aide et leurs conseils tout au long de ce travail. Le dynamisme et l'environnement qu'ils ont su créer dans l'équipe Automatique et Instrumentation m'a permis d'évoluer dans un contexte scientifique et humain très favorable.

Je remercie le Professeur VASSILIEFF, du groupe Photonique du LAAS-CNRS de me faire l'honneur de présider le jury de ma thèse. Je remercie également M. BOISROBERT, Professeur à l'université de Nantes et M. LE BIHAN, Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest, pour leur participation en tant que rapporteurs et pour le surcroît de travail que représente une telle tâche. M. NERIN, de la Société FOGALE NANOTECH, a accepté de participer au jury de ce mémoire, qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie M. LESCURE, Professeur à l'INPT-ENSEEIH et directeur de thèse, pour ses conseils et la confiance qu'il m'a accordé.

J'exprime également ma reconnaissance à MM. DALLIER et RAUCH, Maîtres Assistants à L'Ecole des Mines de Nantes, pour leur disponibilité et leurs conseils en optique et physique ainsi que M. DELORME du CNET de Bagnex pour l'aide matérielle précieuse qu'il m'a apporté.

Enfin, je remercie Caro, Edgar et Léo pour le soutien qu'ils m'apportent quotidiennement qui a beaucoup contribué à l'aboutissement de ce travail.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	1
Table des notations	5
Chapitre I Etude générale d'une diode laser Fabry-Pérot	
1. Introduction	9
2. Equations de Maxwell - Equation d'onde	11
2.1 Solutions de l'équation d'onde	13
2.2 Indice de réfraction et coefficient d'absorption	15
3. Mode longitudinal - Condition laser	16
4. Equations bilans classiques	19
4.1 Approximation d'un gain linéaire	20
4.2 Facteur d'élargissement de la raie laser	21
4.3 Equations bilans monomode	22
5. Conclusion	24
Chapitre II Le phénomène de self-mixing - Application a la mesure de distance et de déplacement	
1. Introduction	25
2. Principe du self-mixing	26

3. Modélisation et principaux paramètres	28
4. Etude de la condition de phase	30
4.1 Classification des domaines de fonctionnement	31
4.1.1 Cas où la diode reste monomode - Zone I	32
4.1.2 Cas où la diode est ou peut être multimode - Zone II	34
4.1.3 Zone de forte rétro-réflexion - Zones III, IV et V	34
5. Nouvelles equations bilans	35
6. Applications métrologiques du self-mixing	36
5.1 Application à la mesure de distance	38
5.2 Application à la mesure de déplacement	41
7. Conclusion	43
Chapitre III Longueur de cohérence d'une diode laser en présence d'une cible	
1. Introduction	44
2. Puissance et largeur de raie spectrale d'une diode laser sans cible	48
2.1 Expression de la puissance spectrale	48
2.2 Calcul de la largeur spectrale de la source	51
3. Puissance et largeur de raie spectrale d'une diode laser avec cible	54
3.1 Résultats théoriques	55
3.2 Analyse théorique du résultat	58
3.3 Résultats expérimentaux	59
4. Limite de portée des capteurs	62

5. Domaine de validité des nouvelles expressions	64
6. Conclusion	66
Chapitre IV Étude théorique semi-classique du gain dans les lasers à semiconducteurs	
1. Introduction	67
2. Notions de mécanique quantique - Introduction de la matrice densité	69
2.1 Fonction d'onde - Equation de Schrödinger	69
2.2 Notation de Dirac	72
2.3 Ecriture dans l'espace de Hilbert	72
2.4 La matrice densité	73
3. Equation de mouvement de la matrice densité	76
3.1 Relation entre la matrice densité, la polarisation et le gain	77
3.2 Recombinaison intrabande et interbande	78
3.2.1 Les processus intrabandes	79
3.2.2 Les processus interbandes	80
4. Equation de la matrice densité développée	80
5. Résolution de l'équation de la matrice densité	82
6. Calcul des termes de gain	84
6.1 Gain linéaire	85
6.2 Gain non linéaire symétrique	86
6.3 Gain non linéaire asymétrique	87
7. Conclusion	88

Chapitre V Etude du comportement spectral des diodes lasers

Fabry-Pérot

1. Etude du comportement spectral d'une diode laser sans cible	89
1.1 Equations bilans	89
1.2 Etude du comportement thermique	91
1.3 Etude simplifiée des sauts de mode en négligeant l'émission spontanée	94
1.4 Etude des sauts de mode en tenant compte de l'émission spontanée	100
1.5 Etude de l'influence de la longueur d'onde d'émission sur le comportement spectral	103
1.6 Résultats expérimentaux	110
1.7 Conclusion sur la stabilité spectrale des diodes lasers Fabry-Pérot	117
1.7.1 Mesure de distance par self-mixing	118
1.7.2 Mesure de déplacement par self-mixing	119
1.7.3 Conclusion	120
2. Etude de la diode laser avec cible	121
2.1 Etude théorique	121
2.2 Résultats expérimentaux	130
2.3 Détermination du point de fonctionnement de la diode laser.....	133
3. Conclusion	134

Chapitre VI Etude de différentes structures de sources lasers -

Application à la télémétrie

1. Introduction	136
-----------------------	-----

2. Diode laser à réseau	137
2.1 Les diodes laser DFB	138
2.2 Les diodes lasers DBR	140
3. Etude d'une diode laser DBR multi-électrodes pour la mesure de distance .	141
2.1 Introduction	141
2.2 Diode laser DBR multi-électrodes	143
2.3 Caractéristiques de la diode laser utilisée	145
2.4 Application à la télémétrie	147
2.5 Résultats	148
4. Optimisation de la méthode du comptage de pics	149
4.1 Principe	149
4.2 Résolution	152
4.3 Application expérimentale.....	156
5. Conclusion	158
Conclusion générale	159
Références bibliographiques	162

INTRODUCTION GENERALE

Les diodes laser sont apparues peu de temps après le premier laser, en 1962. Elles ont ouvert de nouvelles voix technologiques dans de nombreux domaines, l'une des plus importantes étant sans doute l'introduction de ces sources laser dans les télécommunications par fibres optiques. On retrouve cependant ces sources optiques dites cohérentes dans d'autres systèmes : lecteur de CD, transmissions optique de données, système de détection et de mesure sans contact, diode de pompage, etc.

L'utilisation des diodes lasers dans les systèmes de mesures sans contact (mesure de distance, de déplacement, de vitesse) est devenue courante. Les télémètres et les vélocimètres laser basés sur le temps de vol impulsif ou par déphasage, la triangulation en sont des exemples. On peut aussi citer tous les capteurs à fibres optiques qui généralement utilisent une diode laser comme source émettrice.

Depuis 5 ans, une étude concernant des capteurs de distance, de vitesse et de déplacement, basés sur le phénomène de self-mixing (interférence à deux ondes dans le milieu actif d'une diode laser) est menée au sein du groupe optoélectronique de l'Ecole des Mines de Nantes. Cet axe de recherche fait l'objet d'un projet européen de type BRITE EURAM CRAFT impliquant 9 industriels d'Allemagne, de France et d'Italie et 2 laboratoires universitaires. L'objectif de ce projet est de développer et d'industrialiser des capteurs de distance et de déplacement basés sur le phénomène de self-mixing, l'Ecole des Mines de Nantes tenant le rôle de coordinateur scientifique.

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse qui ne présente qu'une partie des résultats obtenus concernant ce projet. En effet, trois thèses ont été effectuées au sein du laboratoire sur le phénomène et les applications du self-mixing. La première, présentée en 1997 par Noël Servagent [1] traite le phénomène du self-mixing dans sa globalité en présentant les deux principales applications que sont les mesures de distance et de déplacement. Ces résultats

fondamentaux seront rappelés dans la seconde partie de ce manuscrit. Il est apparu nécessaire de poursuivre ce projet dans le but d'optimiser les résultats très encourageant obtenus et de déterminer certaines limites d'utilisation des capteurs par self-mixing. La deuxième thèse et la troisième sont respectivement les travaux effectués simultanément par Flore Gouaux et moi-même. Alors que Flore Gouaux présente des travaux relatifs à l'optimisation du traitement des données associé aux capteurs par self-mixing, j'étudie pour ma part les paramètres physiques de la source laser employée afin d'en dégager les critères essentiels pour une utilisation optimale dans les conditions du self-mixing.

La Figure 1 illustre le dispositif expérimental basique de mesure par self-mixing :

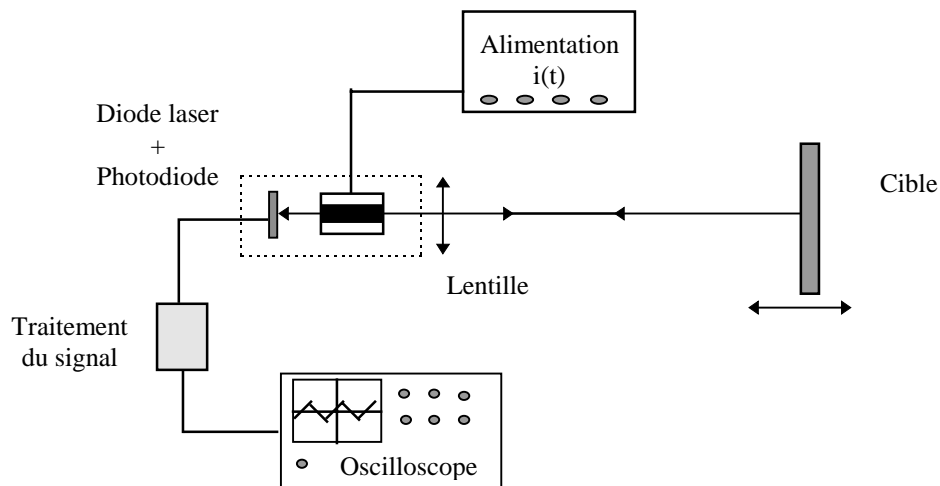


Figure 1 Dispositif général des capteurs par self-mixing

Une diode laser émet un faisceau vers une cible de type miroir ou plus généralement de type diffusante aussi appelée non-coopérative. Une partie de la lumière réfléchie (dans le cas d'un miroir) ou rétrodiffusée (dans le cas d'une cible diffusante) est ré-injectée dans la diode laser et en modifie les caractéristiques d'émission.

Ces modifications, quelquefois très gênantes pour certaines applications (télécommunications, lecteur de CD), peuvent dans le cas qui nous intéresse être utilisées pour déterminer la distance ou un déplacement de la cible. Les fluctuations de la puissance d'émission engendrées par le

retour de lumière présentent alors certaines caractéristiques similaires à des interférences optiques classiques. En ce sens, on parle de dispositif interférométrique par self-mixing.

Dans ce système, la source optique joue un rôle prépondérant puisqu'elle tient à la fois le rôle de source d'émission et de milieu de détection dans lequel s'effectue le mélange des ondes lumineuses. Le choix de cette source laser est donc très important et nécessite une étude approfondie dans les conditions d'utilisation classique (sans cible) et pour une configuration dans laquelle la diode laser est perturbée par une onde rétrodiffusée par une cible.

Le travail présenté dans cette thèse a pour objectif d'étudier les limitations intrinsèques des interférences par self-mixing dues à la source laser et de déterminer les critères prépondérants concernant le choix de la source pour les différentes applications capteurs liées au self-mixing. De plus, il est nécessaire d'étudier les sources lasers existantes sur le marché. En effet, ce type de système de mesure étant amené à être industrialisé, il n'est donc pas question pour des raisons évidentes de coût de concevoir et de fabriquer une source laser « type », adaptée à chacune des applications du self-mixing.

Dans le premier chapitre de ce travail, les principaux résultats concernant les diodes lasers Fabry-Perot sont introduits. Les notations ainsi que les méthodes d'obtention de ces résultats ont été choisis de façon cohérente pour faciliter l'introduction d'une théorie plus poussée dans les chapitres IV et V. Le second chapitre présente le principe du phénomène de self-mixing et rappelle les résultats obtenus par Servagent [1] pour les différentes applications capteurs utilisant le self-mixing. Les principales limitations liées à la source sont alors introduites pour chacune des applications .

Le troisième chapitre permettra de déterminer la limite de portée de nos capteurs. En effet, la mesure de distance ou de déplacement par self-mixing constitue un système de détection cohérente. Comme pour les interférences classiques générés par un interféromètre de

Michelson, le phénomène de self-mixing est fondamentalement limité par la longueur de cohérence de la source utilisée. Alors que dans le cas simple des interférences classiques, la limite de portée du système se déduit rapidement et simplement des caractéristiques statiques de la source (largeur de raie spectrale), on ne peut pas déduire aussi simplement cette limitation dans le cas du self-mixing. Une étude plus précise des caractéristiques spectrales de la source laser en présence d'une cible doit être menée.

Dans le quatrième et le cinquième chapitre, le comportement et la stabilité du mode longitudinal lasant pour une diode laser Fabry-Perot sont étudiés précisément avec et sans cible. En effet, une variation brusque et discontinue de la longueur d'onde (saut de mode) pendant une mesure interférométrique rend inexploitable cette mesure. Il devient alors primordial de définir des points ainsi que des zones de fonctionnement stables pour le pilotage de la diode laser permettant d'exploiter le signal de self-mixing sans ambiguïté. La théorie dite semi-classique présentée pour y parvenir est plus complète que celle présentée au premier chapitre. Dans cette approche, la propagation et les conditions lasers sont déterminées à l'aide des équations classiques de Maxwell alors que le gain optique est quant à lui déterminé en utilisant une théorie quantique.

Dans le chapitre VI, différentes structures de cavité laser susceptibles d'être intéressantes pour les applications du self-mixing sont étudiées. En particulier, les résultats théoriques et expérimentaux concernant un télémètre par self-mixing utilisant une diode laser DBR à trois électrodes sont présentés.

TABLE DES NOTATIONS

Notations générales

Symbole	Définition
$\delta_{X=Y}$	Fonction de DIRAC en $X=Y$
ΔX_{pp}	Variation de X pics à pics
$\text{Im}[X]$	Partie imaginaire de X
$\text{Re}[X]$	Partie réelle de X
TF[X]	Transformée de Fourier de X : $TF[X] = \int_{-\infty}^{+\infty} X(t_1) \cdot \exp(-j\omega t_1) \cdot dt_1$
W_X	Densité spectrale de la variable X
\dot{X}	Dérivée de X par rapport au temps
X^*	Conjugué de X
$ X $	Norme de X
$\langle X \rangle$	Espérance ou moyenne de X
∇	Opérateur Nabla
$\nabla \cdot X$	Divergence de X
$\nabla \times X$	Rotationnel de X
\otimes	Produit de convolution
$X \times Y$	Produit vectoriel de X par Y
$X \cdot Y$	Produit scalaire de X par Y
$[..]$	Commutateur
$\langle X Y \rangle$	Amplitude de probabilité de passer d'un état X à un état Y
T_r	Opérateur Trace

Notations spécifiques

a	Paramètre de gain optique lié au matériau
a_1, a_2	Paramètres
A_N, A_ϕ, A_s	Paramètres
A_p	Coefficient de gain linéaire du mode p
A_{pc}	Coefficient de gain linéaire du mode p avec cible
α	Facteur d'élargissement de la raie spectrale
α_{int}	Coefficient de pertes par absorption
α_m	Coefficient de pertes par réflexions sur les miroirs
α_p	Coefficient de pertes totales dans la cavité laser par unité de longueur
b	Paramètre du gain optique lié au matériau
B	Coefficient de gain non linéaire symétrique - Auto-saturation
B_0	Densité de flux magnétique
B_c	Coefficient de gain non linéaire symétrique avec cible
BV	Bande de valence
BC	Bande de conduction
β_p	Constante de propagation du mode p
c	Célérité de la lumière

C	Paramètre
Ca	Paramètre
D	Distance laser - cible
D_0	Densité de flux diélectrique
dI	Intensité optique émise par une fraction du spectre
dP	Probabilité
δG	Différence de gain entre le gain seuil et les modes non lasant
δG_{max}	Différence de gain maximale entre le gain seuil et les modes non lasant
$\delta \nu$	Largeur de raie spectrale de la source laser
$\delta \nu_0$	Largeur de raie spectrale de la source laser sans cible
ΔD	Résolution de la mesure sur la distance D
$\Delta \phi_L$	Paramètre
ΔG	Différence de gain entre deux modes de la cavité
ΔG_{min}	Différence de gain minimal entre deux modes voisins de la cavité
ΔG_{thc}	Différence de gain seuil entre deux modes de la cavité avec cible
$\Delta \lambda$	Espacement entre les modes de la cavité laser
Δn	Variation de l'indice optique avec le pompage
$\Delta \nu$	Espacement intermode de la cavité laser
$\Delta \nu_{pp}$	Variation de fréquence optique pic à pic
ΔT	Variation de la température avec le courant
e	Charge de l'électron
E	Champ électrique
E_{g1}, E_{g2}, E_{g3}	Energies de gap
E_p	Mode p du champ électrique
\bar{E}_p	Amplitude du mode p du champ électrique
\bar{E}_{sp}	Amplitude du champ électrique dû à l'émission spontanée
ε	Paramètre
ε_0	Constante diélectrique du vide
ε_r	Constante diélectrique relative du matériau sans injection de porteurs
F_ϕ	Force de Langevin associée à la phase du champ électrique
F_N	Force de Langevin associée à la densité d'électrons
F_P	Distribution latérale - transverse du mode p
F_S	Force de Langevin associée au nombre de photons
F_1, F_2, F_3	Paramètres
F_{1c}, F_{2c}, F_{3c}	Paramètres
ϕ	Phase du champ électrique
ϕ_p	Phase du champ électrique du mode p
g	Gain par unité de longueur
g_p	Gain par unité de longueur du mode p
g_{th}	Gain au seuil par unité de longueur
g_{thc}	Gain au seuil par unité de longueur avec cible
G	Gain du milieu actif
G_P	Gain du mode p
G_{th}	Gain seuil
G_{thc}	Gain seuil avec cible
G_{thmax}, G_{thmin}	Gain seuil avec cible maximal et minimal
γ	Facteur d'amortissement
h	Constante de Planck
\hbar	Constante de Planck réduite
H, H_q	Coefficient de gain non linéaire asymétrique
H_0	Champ magnétique

H_A	Hamiltonien
H_c	Hamiltonien d'interaction entre les dipôles
H_e	Hamiltonien de l'électron seul non perturbé
H_r	Hamiltonien des processus aléatoires
η	Exposant de Lyapounov
i	Courant d'injection
I	Intensité optique sans cible
I_0	Intensité optique totale émise
I_c	Intensité optique avec cible
I_{det}	Intensité optique totale reçue par un détecteur
I_{max}	Intensité optique maximale
I_{min}	Intensité optique minimale
j	$j = \sqrt{-1}$
J	Densité de courant
k_0	Nombre d'onde
K	Paramètre
κ	Paramètre
κ_{ext}	Paramètre
χ	Susceptibilité du milieu
l	Différence de marche
L	Longueur de la cavité laser
L_c	Longueur de cohérence
λ	Longueur d'onde
λ_g	Longueur d'onde centrale du laser
λ_p	Longueur d'onde du mode p
λ_{pic}	Longueur d'onde pic du gain linéaire
λ_{pic0}	Longueur d'onde pic du gain linéaire à 20 degrés
m	Paramètre
m_0	Masse d'une particule
M, M_q	Coefficient de gain non linéaire symétrique - Saturation croisée
M_c, M_{pc}	Coefficient de gain non linéaire asymétrique avec cible
μ_0	Perméabilité du vide
n	Indice de réfraction du milieu
n_0	Indice de réfraction du milieu sans pompage
n_g	Indice de réfraction de groupe
\bar{n}	Indice complexe de réfraction du milieu
ν	Fréquence optique
ν_p	Fréquence optique du mode p
ν_{th}	Fréquence optique au seuil
N	Densité de porteurs
N_c	Densité de porteurs avec cible
N_e	Nombre de dipôles injectés
N_{pics}	Nombre de pics
N_s	Densité de porteurs caractéristique du gain non linéaire symétrique
N_t	Densité de porteurs à la transparence
N_{th}	Densité de porteurs au seuil
ω	Pulsation d'émission du laser
ω_d	Pulsation de damping
ω_m	Pulsation de modulation
ω_p	Pulsation d'émission du mode p
ω_r	Pulsation de résonance de la diode laser

ω_{th}	Pulsation d'émission au seuil
Λ	Paramètre
Λ_b	Longueur d'onde de Bragg
P	Polarisation
P_p	Polarisation du mode p
\bar{P}_p	Amplitude de la polarisation du mode p
P_S	Puissance spectrale
Ψ	Fonction d'onde
$\langle r \rangle$	Longueur équivalente du moment dipolaire
r_1, r_2	Coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique des faces de la diode laser
r_{2ext}	Coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique de la cible
r_{eff}	Coefficient de réflexion effectif en amplitude du champ électrique
R	Moment dipolaire électrique
\mathfrak{R}	Taux d'émission spontanée
R_L	Résistance thermique
R_{sp}	Coefficient d'émission spontanée
ρ	Matrice densité
$\tilde{\rho}_{nn}$	Niveau de Fermi
$\tilde{\tilde{\rho}}_{nn}$	Quasi niveau de Fermi
S	Nombre de photons
S_p	Nombre de photons du mode p
S_c, S_{pc}	Nombre de photons avec cible
σ	Conductivité
Γ	Facteur de confinement
Γ_n	Paramètre
t	Temps
τ_c	Temps de cohérence
τ_D	Temps de vol aller-retour dans la cavité laser - cible
τ_{in}	Durée de vie intrabande
τ_L	Temps de vol aller-retour dans la cavité laser
τ_n	Temps de relaxation intrabande
τ_{nm}	Temps de relaxation intrabande transverse
τ_{ph}	Durée de vie d'un photon
τ_s	Durée de vie d'un électron
T	Fonction de transfert
θ_{sp}	Phase du champ électrique dû à l'émission spontanée
V	Volume de la cavité active de la diode laser
V_a	Visibilité apparente
V_p	Tension de potentiel
V_r	Visibilité réelle
V_t	Tension d'alimentation de la diode laser
ξ	Coefficient d'absorption

CHAPITRE I - ETUDE GENERALE D'UNE DIODE LASER FABRY-PEROT ^[1-6]

1. INTRODUCTION

Un laser peut être simplement modélisé par l'association de deux sous-ensembles: un milieu amplificateur qui génère un gain optique, et un résonateur qui permet à une onde optique d'osciller dans le milieu actif amplificateur.

Les milieux actifs lasers (milieux amplificateurs) peuvent être solides ou gazeux ; le premier laser était un laser à rubis . Les résonateurs sont généralement constitués de miroirs, dont la géométrie varie selon la structure spectrale désirée pour la lumière émise.

Les diodes lasers possèdent la structure la plus simple qui soit car regroupant les deux sous-ensembles évoqués, puisque le même dispositif sert à la fois de milieu amplificateur et de résonateur. Une jonction PN fait à la fois office de milieu amplificateur et de résonateur par ses faces clivées (Figure I-1). D'un principe très simple, elles possèdent de plus un très bon rendement pouvant atteindre 30% (un laser He-Ne classique a un rendement de 1%).

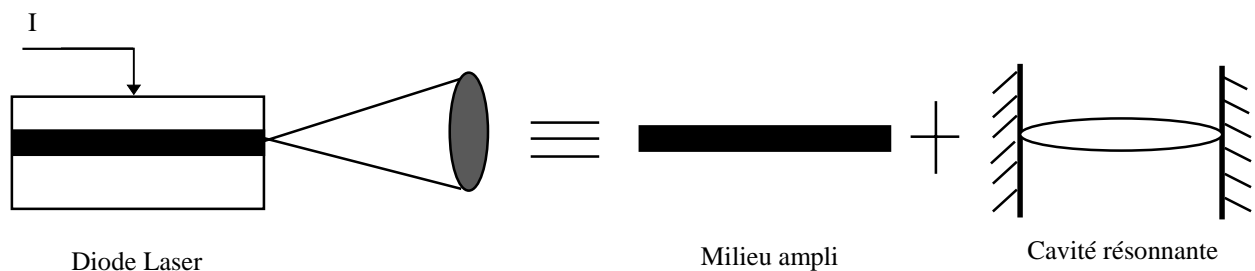


Figure I-1 Modélisation d'une diode laser

Comme pour tous les lasers, il faut agir sur le milieu amplificateur afin qu'il puisse générer un gain optique. On réalise une inversion de population, l'action pour y parvenir est classiquement appelée le pompage. Pour les diodes lasers, on réalise ce pompage en injectant des électrons dans la partie p de la jonction et des trous dans la partie n . Il peut dès lors y avoir génération de photons d'énergie $h\nu$ pour certaines recombinaisons électrons-trous. L'étude des diodes lasers revient à déterminer le comportement statique, dynamique et spectral en fonction du courant d'injection.

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. Ils ont été introduit pour créer un confinement important des porteurs injectés dans la zone active, et ainsi atteindre la densité nécessaire à la condition laser (Figure I-2).

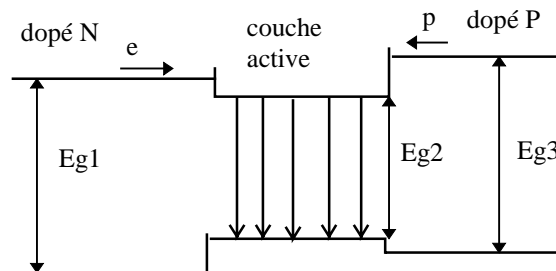


Figure I-2 Schéma d'une structure double hétérostructure

Les modélisations qui suivront dans les chapitres I à V concerneront une diode laser double hétérostructure de type Fabry-Perot. La Figure I-3 illustre ce type de diode laser. Les diodes lasers Fabry-Perot émettent de chaque côté de leurs faces clivées. Une photodiode est placée derrière une des faces afin d'asservir la puissance émise. Cette remarque est importante car, comme on le verra au prochain chapitre, nous utilisons dans le cas des applications du self-mixing cette photodiode pour détecter la puissance de sortie et évitons ainsi d'introduire un détecteur supplémentaire.

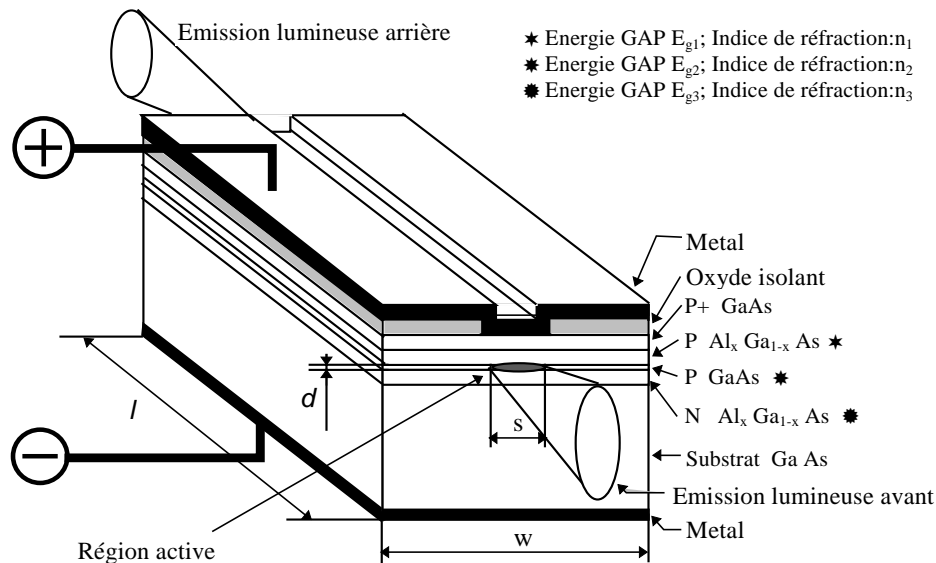


Figure I-3 Schéma d'une diode laser Fabry-Perot double hétérostructure

L'objectif de cette première partie est de dégager les principales lois qui régissent le comportement des diodes lasers. Pour cela, on rappelle comment obtenir les équations bilans classiques, leur domaine d'utilisation et leurs limitations. Cette première formulation utilisée par Servagent [5] est suffisante pour déterminer les principales caractéristiques du phénomène de self-mixing.

Il faut remarquer cependant que cette approche simplifiée n'est pas suffisante pour expliquer certains phénomènes liés au comportement spectral de la diode laser (sauts de modes). Une étude plus précise faisant appel à la théorie plus générale des lasers sera présentée aux chapitres IV et V pour parvenir à expliquer et à anticiper ces phénomènes.

2. EQUATIONS DE MAXWELL - EQUATION D'ONDE

D'une façon générale, l'amplification de la lumière dans une cavité laser est issue de la polarisation macroscopique résultant, dans le cas des lasers à semiconducteurs, de l'injection d'électrons et de trous dans chacune des bandes de conduction (BC) et de valence (BV). Dans les lasers à gaz, la polarisation est introduite par les électrons en orbite autour du noyau possédant une charge positive.

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec le milieu, le comportement et la position des électrons et des trous sont modifiés impliquant une fluctuation de la polarisation. Si le champ

électrique oscille à la fréquence ν , la polarisation oscille à la même fréquence. L'émission stimulée et l'absorption de photons sont interprétées comme un transfert d'énergie de la polarisation électrons-trous vers le champ électrique de la lumière. Ce phénomène de couplage entre un champ électrique et la polarisation macroscopique est incluse dans les équations de Maxwell. Il est intéressant de prendre comme point de départ de notre étude ces équations :

$$\begin{aligned}
 \nabla \times H_0 &= \frac{\partial D_0}{\partial t} + \sigma E \\
 \nabla \times E &= - \frac{\partial B_0}{\partial t} \\
 \nabla \cdot E &= 0 \\
 \nabla \cdot B_0 &= 0
 \end{aligned}
 \tag{I-1}$$

avec :

$$\begin{aligned}
 D_0 &= \varepsilon_0 \varepsilon_r E + P \\
 B_0 &= \mu_0 H_0
 \end{aligned}$$

Dans ce système, E est le champ électrique, H_0 le champ magnétique, D_0 la densité de flux diélectrique, et B la densité de flux magnétique. On voit également apparaître P , la polarisation induite que l'on suppose uniquement créée par les paires électrons-trous injectées. Enfin, ε_0 est la constante diélectrique du vide, ε_r est la constante diélectrique relative du matériau sans injection de porteurs, μ_0 la perméabilité du vide, et σ la conductivité.

Nous déduisons des équations de Maxwell l'équation d'onde pour le champ électrique E qui décrit la propagation du champ dans le milieu semiconducteur. Dans cette équation, la polarisation P est un terme source et elle est considérée parallèle à E pour les lasers à semiconducteurs.

$$\nabla^2 E - \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}
 \tag{I-2}$$

2.1 SOLUTIONS DE L'EQUATION D'ONDE

L'équation (I-2) est valable pour tout type de variation du champ électrique. En particulier, on s'intéresse au cas où le champ électrique (et donc la polarisation) oscille harmoniquement. On suppose que le champ électrique et la polarisation se décomposent en une somme de modes et s'écrivent :

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\sum_p E_p(x, y, z) e^{j(\omega_p t + \phi_p)} \right] \quad (\text{I-3})$$

$$P(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\sum_p P_p(x, y, z) e^{j(\omega_p t + \phi_p)} \right] \quad (\text{I-4})$$

Avec E_p la composante spatiale du mode p , ω_p la fréquence angulaire du mode p , et ϕ_p la phase du mode p . Les composantes spatiales du champ électrique et de la polarisation sont liées par la relation :

$$P_p = \chi(\omega) E_p \quad (\text{I-5})$$

avec ω la fréquence optique angulaire du laser et $\chi(\omega)$ la susceptibilité du milieu. $\chi(\omega)$ traduit la réponse du milieu lorsqu'il est soumis à un champ électrique et peut s'écrire :

$$\chi(\omega) = \text{Re}[\chi(\omega)] + j \text{Im}[\chi(\omega)] \quad (\text{I-6})$$

De plus, nous pouvons remarquer que dans un milieu isotropique, $\chi(\omega)$ est un scalaire.

Dans un premier temps, on néglige la variation temporelle de E_p et de ϕ_p par rapport à la variation rapide du terme en $\omega_p t$. Trouver toutes les solutions (E_p, ω_p) revient à résoudre toutes les équations de la forme :

$$\nabla^2 E_p + \varepsilon k_0^2 E_p = 0 \quad (\text{I-7})$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_p} = \frac{\omega_p}{c}$ le nombre d'onde dans le vide. On a défini de plus λ_p , la longueur d'onde du mode p et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans la relation I-7, ε est défini par :

$$\varepsilon = \varepsilon_r + \frac{\text{Re}(\chi)}{\varepsilon_0} + j \left(\frac{\sigma}{\omega_p \varepsilon_0} + \frac{\text{Im}(\chi)}{\varepsilon_0} \right) \quad (\text{I-8})$$

On a ainsi éliminé la polarisation pour ensuite obtenir l'équation d'onde indépendante du temps (I-7). A ce stade de l'étude, il est intéressant de définir la direction z de propagation dans le guide d'onde diélectrique formé par la jonction PN. On introduit de plus la constante de propagation β_p du mode p . Le champ électrique associé au mode p peut se réécrire :

$$E_p(x, y, z) = \bar{E}_p(t) e^{j\phi_p(t)} F_p(x, y, z) = \bar{E}_p(t) e^{j\phi_p(t)} F_p(x, y) e^{j\beta_p z} \quad (\text{I-9})$$

Dans cette équation, \bar{E}_p et ϕ_p sont respectivement l'amplitude et la phase du champ électrique. $F_p(x, y)$ décrit la distribution latérale - transverse du mode et $e^{j\beta_p z}$ traduit la propagation selon l'axe z . On a de plus introduit une dépendance de l'amplitude et de la phase par rapport au temps qui avait été négligée auparavant par rapport au terme $e^{jk\omega_p t}$.

Le champ électrique total solution de l'équation d'onde (I-2) et la polarisation s'écrivent donc :

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\sum_p \bar{E}_p(t) e^{j\phi_p(t)} F_p(x, y, z) e^{j\omega_p t} \right] \quad (\text{I-10})$$

$$P(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\sum_p \bar{P}_p(t) e^{j\phi_p(t)} F_p(x, y, z) e^{j\omega_p t} \right] \quad (\text{I-11})$$

2.2 INDICE DE REFRACTION ET COEFFICIENT D'ABSORPTION

Pour énoncer les principales caractéristiques de fonctionnement d'une diode laser utilisée pour une application du self-mixing, la détermination exacte de la structure latérale - transverse $F_p(x, y)$ du mode p n'est pas primordiale. Dans ce chapitre et les suivants, on considère que la diode laser possède une structure monomode transverse. Nous constatons que c'est en effet généralement le cas de par la structure géométrique de la cavité laser formée par la jonction PN. Les dimensions en hauteur et largeur sont suffisamment faibles pour ne sélectionner qu'un seul mode.

Nous nous intéressons à présent au spectre des modes longitudinaux. Ce comportement spectral est un paramètre clé pour les applications liées au phénomène du self-mixing. On peut approcher le champ électrique dans la cavité laser par une onde plane. Dans la réalité, cette hypothèse n'est évidemment pas correcte car le champ électrique est limité par les extrémités de la zone active, ce qui donne lieu à des conditions aux limites déterminantes pour la structure spatiale $F_p(x, y)$. Cependant, les résultats obtenus en acceptant cette hypothèse sont satisfaisants et sont déterminés simplement.

On écrit donc le champ électrique sous la forme d'une onde plane se propageant dans un milieu semiconducteur d'indice n et de coefficient d'absorption ζ :

$$E_p(x, y, z) = E_0 e^{j\beta_p z} \quad (\text{I-12})$$

avec E_0 l'amplitude constante du champ.

Lorsqu'on remplace cette expression du champ dans l'équation d'onde indépendante par rapport au temps (I-8), on obtient:

$$\beta_p = k_0 \sqrt{\varepsilon} = k_0 \bar{n} \quad (\text{I-13})$$

$$\bar{n} = n + j \frac{\zeta}{2k_0} = n + n' \quad (\text{I-14})$$

\bar{n} est l'indice complexe de réfraction qui tient compte de l'indice de réfraction n et des pertes (ou du gain) du matériau.

En remarquant que $\zeta \ll nk_0$, on obtient en remplaçant l'expression de ε (I-8), les relations liant l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption au pompage :

$$n = \left[\varepsilon_r + \frac{\text{Re}[\chi]}{\varepsilon_0} \right]^{1/2} \quad (\text{I-15})$$

$$\zeta = \frac{k_0}{n} \left[\frac{\text{Im}[\chi]}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right] \quad (\text{I-16})$$

Ces deux expressions mettent en évidence que le coefficient d'absorption et l'indice de réfraction dépendent du pompage externe du laser à semiconducteur.

3. MODE LONGITUDINAL - CONDITION LASER

Considérons la cavité laser Fabry-Perot représentée sur la Figure I-4, avec r_1 et r_2 les coefficients de réflexion en amplitude du champ électrique et L la longueur de la cavité. Nous supposons toujours une onde plane définie par (I-12). La condition laser s'exprime simplement en écrivant que le champ électrique à l'intérieur de la cavité laser doit être identique après un aller-retour dans cette

cavité. On obtient une condition sur le gain seuil par unité de longueur (condition sur l'amplitude) et une condition sur la fréquence optique du mode (condition sur la phase):

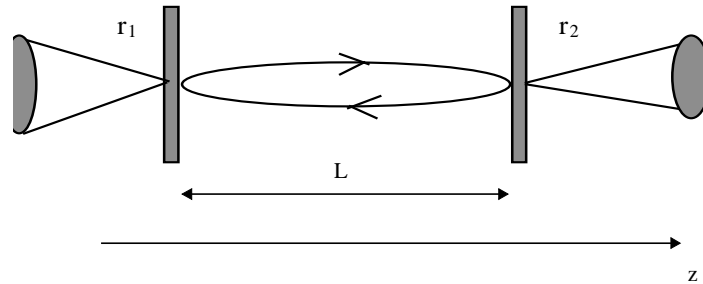


Figure I-4 Modélisation de la cavité Fabry-Perot formée par les faces clivées de la jonction

$$\begin{cases}
 r_1 r_2 e^{2j\beta_p L} = 1 \Leftrightarrow \\
 \begin{cases}
 r_1 r_2 e^{-\zeta L} = 1 \\
 2nk_0 L = 2m\pi \Rightarrow \nu_p = p \frac{c}{2nL}
 \end{cases}
 \end{cases}
 \quad (\text{I-17})$$

ν_p est donc la fréquence optique du mode considéré et l'ensemble des ν_p représente le spectre longitudinal de la diode laser.

La condition sur le gain seuil par unité de longueur peut être développée. En effet, le terme d'absorption peut être défini comme la somme de deux termes, un terme de gain et un terme de pertes internes du milieu :

$$\zeta = -\Gamma g_p + \alpha_{int} \quad (\text{I-18})$$

Avec g_p le gain par unité de longueur qui est généré par le pompage, et α_{int} les pertes dans la cavité par unité de longueur :

$$g_p = -\frac{k_0}{n\varepsilon_0} \text{Im}[\chi] \quad (\text{I-19})$$

$$\alpha_{\text{int}} = \frac{k_0}{n} \frac{\Gamma}{\varepsilon_0 \omega} \quad (\text{I-20})$$

Nous avons introduit dans ces expressions le facteur de confinement Γ . Ce terme traduit la façon dont l'énergie est confinée à l'intérieur de zone active de la diode laser, selon un section transverse.

En introduisant les pertes par réflexion sur les miroirs : $\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right)$, on obtient une expression pour le gain seuil plus connue, gain au dessus duquel la diode laser émet :

$$\Gamma g_{th} = \alpha_m + \alpha_{\text{int}} \quad (\text{I-21})$$

Comme l'avait remarqué Servagent [1], il est important de tenir compte de la dispersion chromatique, c'est à dire de la variation de l'indice de réfraction avec la fréquence optique. Ainsi, l'espacement entre deux modes de la cavité Fabry-Perot s'exprime par :

$$\Delta \nu = \frac{c}{2n_g L}, \text{ avec} \quad (\text{I-22})$$

$$n_g = n + \nu \frac{dn}{d\nu} \quad (\text{I-23})$$

n_g est l'indice de réfraction de groupe.

Comme on le verra aux chapitres IV et V, la courbe de gain du matériau semiconducteur utilisé en fonction de la longueur d'onde (énergie des photons) a une forme parabolique.

Les pertes totales de la cavité étant supposées constantes, le gain seuil est identique pour chaque mode de la cavité. On peut donc représenter schématiquement les deux conditions laser par la figure I-5 :

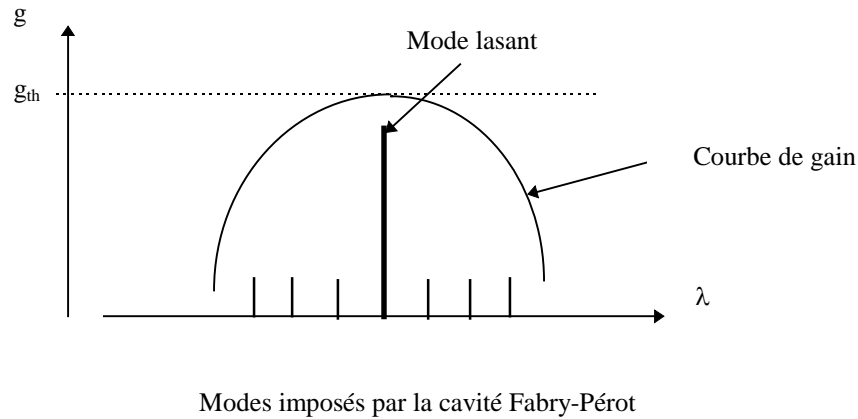


Figure I-5 Représentation de la condition laser

Sur cette figure est représentée la courbe de gain du matériau (forme parabolique), les modes imposés par la cavité Fabry-Perot ainsi que le gain seuil imposé par les pertes totales de la cavité laser.

Nous observons en trait fort le mode laser satisfaisant les deux conditions laser relatives au gain et à la sélection des modes de la cavité.

4. EQUATIONS BILANS CLASSIQUES

Rappelons les expressions du champ électrique et de la polarisation, solutions de l'équation d'onde :

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\sum_p \bar{E}_p(t) e^{j\phi_p(t)} F_p(x, y, z) e^{j\omega_p t} \right]$$

$$P(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\sum_p \bar{P}_p(t) e^{j\phi_p(t)} F_p(x, y, z) e^{j\omega_p t} \right]$$

En remplaçant les expressions de E et P dans l'équation d'onde complète (I-2), en introduisant la susceptibilité $\chi(\omega) = \text{Re}[\chi] + j\text{Im}[\chi]$, et un terme source supplémentaire représentant par exemple l'émission spontanée, on obtient l'équation générale liant l'amplitude et la phase du champ, moyennant quelques approximations [5] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{E}_p}{\partial t} + \left(\frac{\omega_p}{2\varepsilon_0 n^2}\right) \text{Im}(\chi_p) \overline{E}_p + \left(\frac{\Gamma}{2\varepsilon_0 n^2}\right) \overline{E}_p + j \left[\frac{\partial \phi_p}{\partial t} + (\omega_p - \omega_{th}) + \right. \\ \left. \frac{\omega_p}{2\varepsilon_0 n^2} \text{Re}(\chi_p)\right] \overline{E}_p = \left(\frac{\Gamma}{2\varepsilon_0 n^2}\right) \overline{E}_{sp} \exp(j\theta_{sp}) \end{aligned} \quad (\text{I-24})$$

ω_{th} est la fréquence optique du laser au seuil.

Si on ignore le terme d'émission spontanée $\overline{E}_{sp} \exp(j\theta_{sp})$, on remarque de nouveau que la partie imaginaire de la susceptibilité représente les pertes ou le gain selon qu'elle est positive ou négative. On obtient facilement les équations en amplitude et en phase de l'équation (I-24) en séparant les parties imaginaire et réelle:

$$\frac{\partial \overline{E}_p}{\partial t} = \frac{1}{2} (G_p - G_{th}) \overline{E}_p + \frac{1}{2} G_{th} \overline{E}_{in} \cos(\theta_{sp}) \quad (\text{I-25})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega_{th} - \omega_p - \frac{\omega_p}{2\varepsilon_0 n^2} \text{Re}(\chi_p) + G_{th} \frac{\overline{E}_{in}}{2\overline{E}_p} \sin(\theta_{sp}) \quad (\text{I-26})$$

avec à présent G_p le gain issu de l'émission stimulée de photons et G_{th} le gain seuil. G_p et G_{th} peuvent être exprimés en fonction des g_p et g_{th} (gain par unité de longueur) :

$$G = \frac{c}{n} g = v_g g \quad (\text{I-27})$$

De plus on remarque qu'en considérant l'équation de la phase en statique, on peut déduire la variation de fréquence angulaire en fonction du pompage :

$$\omega_p = \omega_{th} \left(1 - \frac{1}{2\varepsilon_0 n_0^2} \text{Re}(\chi_p)\right)^{-1} \quad (\text{I-28})$$

4.1 APPROXIMATION D'UN GAIN LINEAIRE

Le gain dans une diode laser est issu de la polarisation macroscopique du milieu perturbé par un champ électrique par l'intermédiaire de la susceptibilité du milieu. L'étude précise de la réponse de la polarisation dans un milieu laser fait appel à une théorie dite semi-classique et sera développée au chapitre IV. Dans un premier temps, nous allons utiliser une expression approchée du gain qui ne tient pas compte des non-linéarités (saut de mode, saturation, etc...) mais qui donne des résultats satisfaisants dans le cas où l'on suppose la diode laser monomode. En effet, on peut alors faire une approximation concernant le gain laser et l'écrire sous une forme linéaire:

$$G = \frac{dG}{dN}(N - N_t) = a(N - N_t) \quad (\text{I-29})$$

Avec N la densité de porteurs injectés et N_t la densité de porteurs à la transparence.

4.2 FACTEUR D'ELARGISSEMENT DE LA RAIE LASER

L'équation (I-16) montre clairement la dépendance de l'indice de réfraction avec le pompage. Nous introduisons n_0 , l'indice de réfraction sans pompage. On a $n_0 = \sqrt{\varepsilon_r}$ et nous pouvons proposer une nouvelle écriture de l'indice de réfraction du milieu soumis au pompage :

$$n = n_0 + \Delta n \quad (\text{I-30})$$

Sachant que la variation induite par le pompage Δn est très faible par rapport à l'indice n_0 , on déduit de I-15:

$$\Delta n = \frac{\text{Re}(\chi)}{2n_0\varepsilon_0} \quad (\text{I-31})$$

Nous faisons à présent une nouvelle approximation en supposant que l'indice de réfraction varie linéairement avec le pompage, donc avec la densité de porteurs N . Cette hypothèse est correcte pour des faibles variations de N , ce qui est généralement le cas au dessus du seuil laser. On a donc :

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(\chi) &= \frac{dn}{dN} 2n_0 \varepsilon_0 \Delta N & (\text{I-32}) \\ \Delta N &= N - N_{th} \end{aligned}$$

De plus, en supposant que le gain est linéaire et en se servant de (I-20), (I-27) et (I-28), on peut exprimer la partie imaginaire de la susceptibilité :

$$\operatorname{Im}(\chi) = \operatorname{Im}(\chi_0) + \operatorname{Im}(\chi_1) \quad (\text{I-33})$$

$$\text{avec :} \quad \operatorname{Im}(\chi_0) = -\frac{n_0 \varepsilon_0}{k_0} \frac{dg}{dN} (N_{th} - N_t) \quad (\text{I-34})$$

$$\operatorname{Im}(\chi_1) = -\frac{n_0 \varepsilon_0}{k_0} \frac{dg}{dN} \Delta N \quad (\text{I-35})$$

On introduit enfin le coefficient d'élargissement de raie spectrale qui s'écrit :

$$\alpha = \frac{\operatorname{Re}(\chi)}{\operatorname{Im}(\chi_1)} = -2k_0 \frac{\frac{dn}{dN}}{\frac{dg}{dN}} = -\frac{dn}{dn'} \quad (\text{I-36})$$

4.3 EQUATIONS BILANS MONOMODE

A l'aide des résultats précédents (équations (I-25) et (I-26)) et en utilisant les hypothèses concernant le gain et le facteur d'élargissement de raie, on déduit les équations bilans pour l'amplitude du mode et pour la phase du mode :

$$\frac{\partial \overline{E_p}}{\partial t} = \frac{1}{2}(G - G_{th})\overline{E_p} \quad (\text{I-37})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega_{th} - \omega_p + \frac{1}{2}\alpha(G - G_{th}) \quad (\text{I-38})$$

En introduisant l'expression donnant le nombre de photons en fonction du champ électrique :

$$S_p = \frac{2\varepsilon_0 n^2}{\hbar\omega_p} |E_p|^2 \quad (\text{I-39})$$

On déduit l'équation bilan pour les photons:

$$\frac{\partial S_p}{\partial t} = (G_p - G_{th})S_p \quad (\text{I-40})$$

Enfin, la polarisation est issue de la densité de porteurs injectés, qui est elle-même fonction du courant d'injection mais aussi de l'intensité du champ dans la cavité. En plus de l'équation relative à l'amplitude et à la phase du champ, il faut aussi trouver une relation liant le champ E (ou le nombre de photons), le courant d'injection i , et la densité de porteurs N pour décrire le phénomène laser.

On peut déterminer cette dernière équation bilan phénoménologiquement :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{i}{eV} - \frac{1}{V}G \cdot S - \frac{N}{\tau_s} \quad (\text{I-41})$$

Le premier terme représente l'apport de porteurs avec i le courant injecté, e la charge de l'électron, et V le volume de la cavité active. Le deuxième et le troisième terme représentent respectivement l'émission stimulée et l'émission spontanée de photons avec τ_s la durée de vie de l'électron. Le système d'équations bilans final peut alors s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{\partial S}{\partial t} = (G - G_{th})S + F_S(t) \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega_{th} - \omega + \frac{1}{2}\alpha(G - G_{th}) + F_\phi(t) \\ \frac{dN}{dt} = \frac{i}{eV} - \frac{1}{V}G.S - \frac{N}{\tau_s} + F_N(t) \end{cases} \quad (\text{I-42})$$

Nous avons ajouté à chacune des équations un terme qui tient compte des bruits sur chacun des paramètres. Ce sont les forces de Langevin F_S , F_ϕ , F_N , qui décrivent respectivement le bruit d'intensité, de phase et de courant.

5. CONCLUSION

Dans cette première partie, les équations bilans classiques qui décrivent le comportement d'une diode laser Fabry-Perot ont été rappelées. La démarche pour y parvenir prépare l'introduction d'une théorie plus approfondie, notamment pour le calcul du gain, qui sera présentée dans les chapitres IV et V. En effet, il faut rappeler que les équations bilans décrites par le système (I-42) ne sont correctes que sous certaines hypothèses. On a en effet supposé que la diode était parfaitement monomode et que le gain était linéaire en fonction des porteurs.

Cette première formulation est suffisante pour présenter les résultats du phénomène de self-mixing et sera donc utilisée dans le prochain chapitre. En revanche, lorsqu'il sera question d'analyser le comportement multimode d'une diode laser soumise à une lente modulation en courant, nous ne pourrons plus accepter les hypothèses évoquées. Le chapitre IV nous donnera alors les outils nécessaires à la description des phénomènes observés expérimentalement.

CHAPITRE II - LE PHENOMENE DE SELF-MIXING - APPLICATION A LA MESURE DE DISTANCE ET DE DEPLACEMENT

1. INTRODUCTION

Les phénomènes liés à la réinjection de lumière dans les diodes lasers sont assez bien connus et ont déjà été largement étudiés [2-4][7]. Lorsqu'une diode émet un faisceau en direction d'une cible quelconque (ex : fibre optique, CD,...), une partie de l'onde lumineuse incidente est réfléchie ou rétrodiffusée vers la cavité active de la diode laser. La quantité de lumière réinjectée est généralement très faible mais souvent suffisante pour pouvoir modifier le comportement de la source laser de façon non négligeable. Dans de nombreuses situations, ce phénomène est indésirable et plutôt néfaste au bon fonctionnement du composant laser. Il peut arriver dans certains cas que le laser perde toutes ses caractéristiques de monochromaticité, et présente un spectre d'allure chaotique. On parle alors de « cohérence collapse » (perte totale de la cohérence) [2]. Pour parer à ces situations, on a souvent recours à l'utilisation d'un isolateur optique qui a pour but d'isoler la source laser de toute réflexion parasite. Remarquons que cette isolation n'est jamais totale et qu'on parle en fait de taux d'isolation. En ce qui concerne nos préoccupations, on considérera une isolation satisfaisante quand celle-ci sera supérieure à 45dB.

Dans certaines applications, la rétroréflexion d'une partie de l'onde optique émise par la diode est provoquée et contrôlée pour améliorer les caractéristiques spectrales du laser [3].

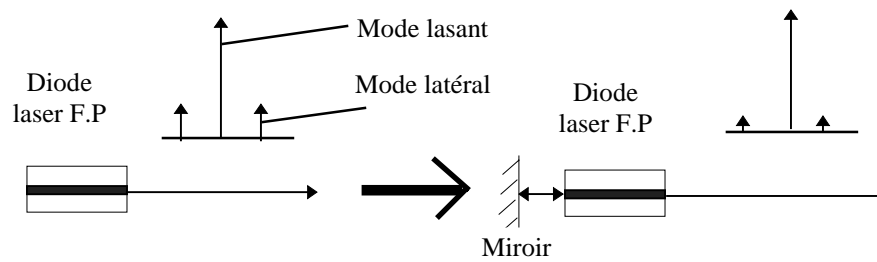


Figure II-1 Exemple d'utilisation de la rétroinjection de lumière

Ainsi, ce phénomène est utilisé pour rendre les diodes lasers Fabry-Perot très monomode (longitudinalement) et donc obtenir un très bon rapport d'extinction des modes latéraux [3] (Figure II-1). L'insertion judicieuse d'une cavité externe permet de favoriser un mode par rapport à ses voisins en réduisant le gain seuil pour le mode à sélectionner et en l'augmentant pour les modes latéraux.

Dans le cas qui nous intéresse, c'est à dire pour les applications du self-mixing, on se place dans un domaine de fonctionnement stable pour lequel les fluctuations du comportement spectral et de la puissance de la diode laser, induites par l'onde réfléchiée par une cible, sont utilisées pour déduire des informations de distance et de déplacement. Cette région stable est parfaitement déterminée et paramétrée [4], nous le montrerons dans ce chapitre.

Dans cette partie, le principe du phénomène de self-mixing est tout d'abord présenté. La mise en équations du comportement de la diode laser perturbée par la présence d'une cible est effectuée à partir des équations bilans présentées au chapitre précédent. Des applications utilisant le phénomène de self-mixing telles que la mesure de distance et la mesure de déplacement sont alors décrites. Enfin les limitations intrinsèques du phénomène, c'est à dire liées à la nature de la source laser utilisée, sont discutées.

2. PRINCIPE DU SELF-MIXING

La figure 1 de l'introduction générale illustre le dispositif simple de mesure de distance ou de déplacement par self-mixing. Ce dispositif est très comparable dans ses résultats à une configuration

classique de type interféromètre de Michelson (Figure II-2). L'utilisation du phénomène de self-mixing pour le développement de capteurs suscite beaucoup d'intérêt de par la nature simple et peu onéreuse du système de mesure [1][8-9]. Celui-ci n'utilise en effet comme composant principal qu'une diode laser Fabry-Perot, la photodiode de réception étant incluse dans le même boîtier. L'intérêt s'est en particulier porté sur la mesure de déplacement [10-14] car cette technique donne rapidement des résultats intéressants. Des capteurs de distance [1][15] et de vitesse [16] sur ce principe sont également couramment étudiés. Les capteurs développés à partir de ce principe seront donc des dispositifs de détection cohérente pour lesquels un certain nombre de conditions liées à la cohérence de la source seront à respecter.

La lumière émise par une diode laser en direction de la cible est réfléchie et partiellement renvoyée vers le laser (figure II-3). Une partie de l'onde réfléchie est réinjectée dans la cavité active et interfère avec le champ existant dans cette cavité. Ces interférences ont pour effet de moduler la puissance de sortie lorsque la cible est en mouvement ou que la longueur d'onde est modulée.

La principale différence avec des interférences classiques réside dans le fait que les interférences de type self-mixing ont lieu dans un milieu semiconducteur actif alors que les interférences classiques sont généralement observées en espace libre, c'est à dire dans un milieu passif. Cette différence notable se traduit par une forme non sinusoïdale de la modulation d'intensité générée par les interférences dans le cas du self-mixing, contrairement aux interférences classiques.

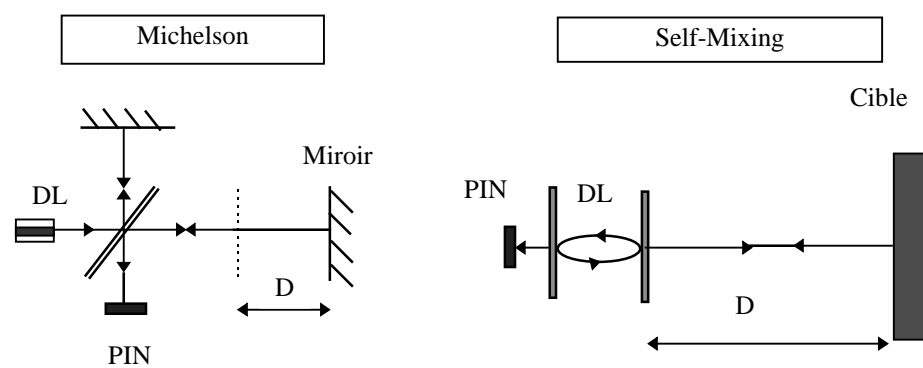


Figure II-2 Analogie interférences de type Michelson - interférences par self-mixing

3. MODELISATION ET PRINCIPAUX PARAMETRES

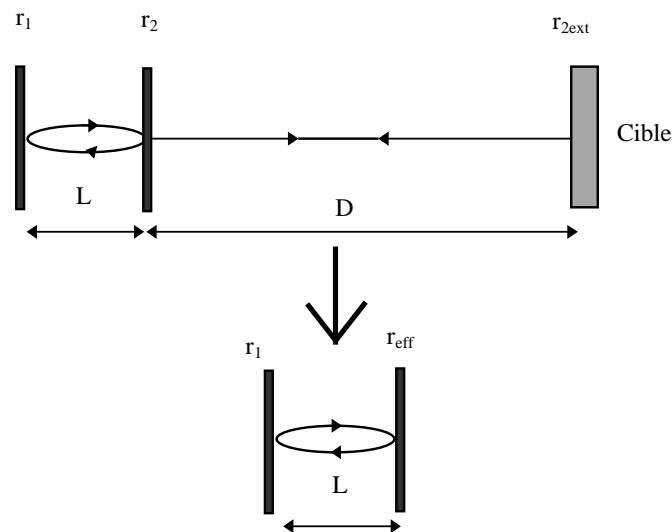


Figure II- 3 Modélisation du dispositif par une cavité Fabry-Perot équivalente.

Le schéma de la Figure II- décrit le modèle théorique représentant le dispositif optique des interférences par self-mixing. Les paramètres r_1 , r_2 sont les coefficients de réflexion en amplitude du champ électrique des faces clivées de la diode laser, r_{2ext} est le coefficient de réflexion de la cible, L est la longueur de la cavité laser, D est la longueur de la cavité formée par la cible et la face avant de la diode laser.

Pour faire cette étude, on suppose que le coefficient de réflexion de la cible est très faible par rapport aux coefficients de réflexion des miroirs du laser. Cette hypothèse est triviale lorsque la cible est diffusante. On peut donc ne considérer qu'une seule réflexion de la cible vers le laser.

Nous pouvons remarquer que lorsque la cible utilisée est un miroir, il peut se produire des multiples réflexions entre la cible et la face avant de la diode laser [17]. Cette situation est gênante pour l'exploitation des mesures car elle entraîne des erreurs. Cependant, un des principaux attraits des capteurs par self-mixing réside dans le fait que ces dispositifs sont utilisables sur cible diffusante et qu'ils ne nécessitent donc pas d'alignement.

La méthode de modélisation classiquement employée pour traiter le problème théorique posé par l'insertion d'une cible devant la diode laser est de définir comme sur la figure II-3 une cavité laser Fabry-Perot équivalente [1][8-9]. Nous introduisons pour le miroir avant de la cavité un coefficient

de réflexion efficace r_{eff} qui tient compte de la présence de la cible. Nous pouvons alors traiter le problème de la même façon que dans le premier chapitre.

La condition laser s'exprime de nouveau en écrivant que le champ électrique doit rester inchangé après un aller-retour dans la cavité, ce qui se traduit, en prenant l'hypothèse d'un laser monomode, par:

$$r_1 r_{eff}(\nu) \exp(-j \frac{4\pi n L}{c} + (g - \alpha_p)L) = 1 \quad (\text{II-1})$$

$r_{eff}(\nu)$ est le coefficient de réflexion du second miroir qui tient compte de la cible, $\tau_L = \frac{2n_g L}{c}$ est le temps de vol aller-retour dans la cavité laser seule, g est le gain par unité de longueur et α_p représente les pertes totales par unité de longueur.

$$r_{eff}(\nu) = r_2 \left(1 + \kappa_{ext} \exp[-j2\pi\nu\tau_D] \right) \quad (\text{II-2})$$

$\tau_D = \frac{2D}{c}$ est le temps de vol aller-retour dans la cavité externe, κ_{ext} est un coefficient proportionnel à la quantité d'onde lumineuse réinjectée dans la diode :

$$\kappa_{ext} = \frac{r_{2ext}}{r_2} (1 - r_2^2) \quad (\text{II-3})$$

Les conditions sur les fréquences optiques laser autorisées et le gain seuil s'écrivent [2][4] :

$$g_{thc} - g_{th} = -\frac{\kappa_{ext}}{L} \cos(2\pi\nu\tau_D) \quad (\text{II-4})$$

$$\Delta\phi_L = 4\pi n \frac{L}{c} (\nu - \nu_{th}) + \kappa_{ext} \left[\sin(2\pi\nu\tau_D) + \alpha \cos(2\pi\nu\tau_D) \right] \quad (\text{II-5})$$

Nous avons défini dans (II-4) g_{thc} le nouveau gain seuil par unité de longueur en présence d'une cible.

ν_{th} est la fréquence optique de la diode laser au seuil sans cible.

On remarque que les deux paramètres de la condition laser, le gain seuil et aussi le(s) mode(s) lasant(s) sont déterminés à partir des conditions classiques de la diode laser seule et des paramètres liés à la cible (distance et réflexion). On observe de plus que le gain seuil n'est plus identique pour chacun des modes de la cavité et varie aussi avec la distance de la cible. Enfin, la détermination des fréquences optiques autorisées (modes lasants) lorsque le laser est en présence d'une cible s'effectue en recherchant les solutions de l'équation : $\Delta\phi_L = 0$. Ces modes sont décalés par rapport aux modes de la diode laser étudiée seule.

Nous allons à présent étudier plus précisément la condition de phase exprimée par la relation (II-5). Nous souhaitons en effet déterminer les différents comportements spectraux possibles de la diode laser mise en présence d'une cible.

4. ETUDE DE LA CONDITION DE PHASE

Références [2][4].

Nous pouvons écrire la condition (II-5) différemment en introduisant certains paramètres qui seront importants pour l'analyse du comportement spectral de la diode laser en présence d'une cible :

$$\Delta\phi_L = 2\pi\tau_L(\nu - \nu_{th}) + \frac{\tau_L}{\tau_D} C \sin(2\pi\nu\tau_D + \text{Arctg}\alpha) \quad (\text{II-6})$$

avec C le coefficient de couplage optique défini par :

$$C = \frac{\tau_D}{\tau_L} \kappa_{ext} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (\text{II-7})$$

On remarque que le coefficient C tient à la fois compte de la distance de la cible et de la quantité de lumière rétrodiffusée par la cible. Les solutions pour les fréquences optiques possibles peuvent être déterminées graphiquement.

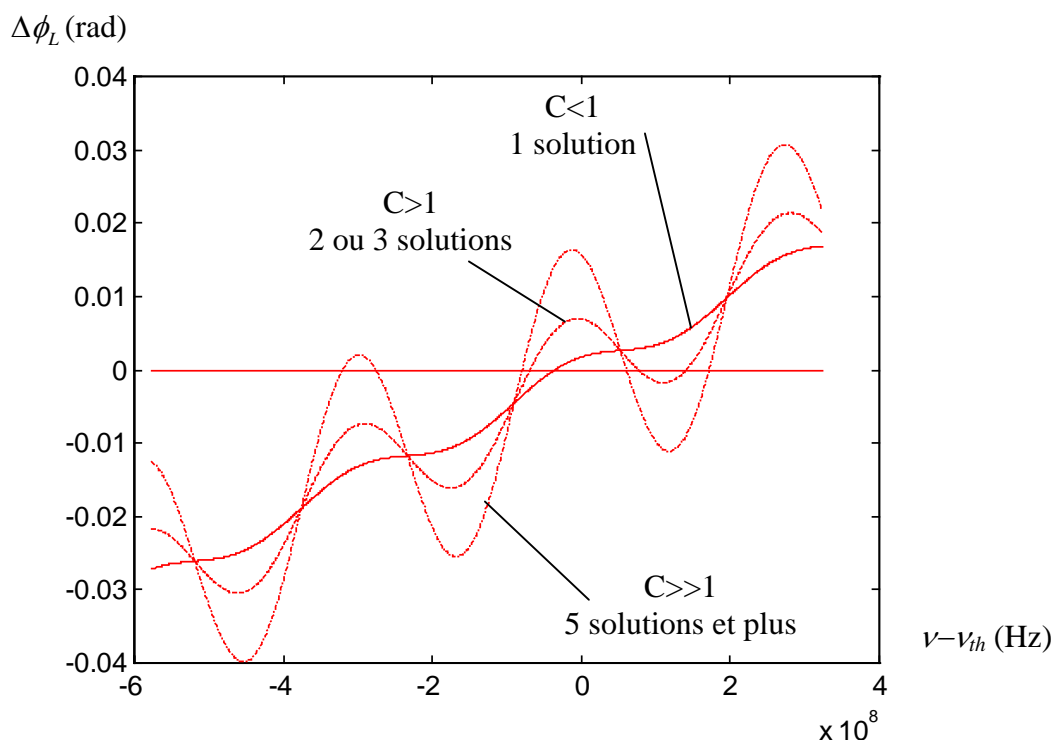


Figure II-4 Condition de phase pour différents coefficients C .

La Figure II-4 illustre trois exemples de comportement spectral possible de la diode laser en fonction de la valeur du coefficient C . Les fréquences optiques possibles sont déterminées par la condition : $\Delta\phi_L = 0$. On observe que pour différentes valeurs de C , le nombre de solutions, et donc le nombre de modes possibles diffère. On observe de plus que la (ou les) fréquence(s) d'émission(s) avec cible est (sont) décalée(s) par rapport à la fréquence d'émission sans cible. L'étude des différents cas et les principaux résultats concernant les zones de fonctionnement sont à présent rappelés.

4.1 CLASSIFICATION DES DOMAINES DE FONCTIONNEMENT

Les domaines de fonctionnement sont classiquement séparés en 5 zones. La figure II-5 illustre cette classification. Chacune des zones est caractérisée par un comportement spectral de la diode laser (monomode ou multimode, stabilité). On remarque que ce tableau met en jeu les deux paramètres « distance » et « fraction de lumière rétrodiffusée », ce qui revient à paramétrer ces comportements en fonction du coefficient C .

4.1.1 Cas où la diode reste monomode - Zone I

Pour que la diode laser reste monomode en présence d'une cible, la condition de phase (II-5) ne doit donner qu'une seule solution. On obtient cette situation si la dérivée de $\Delta\phi_L$ par rapport à la fréquence

optique ν vérifie : $\frac{d\Delta\phi_L}{d\nu} \geq 0$. Après un développement, on obtient la condition bien connue : $C < 1$.

Durant sa thèse, Servagent [1] s'est placé dans ce cas pour étudier les phénomènes liés au self-mixing. En effet, la condition de monochromaticité de la diode laser pour effectuer des mesures sans ambiguïté est incontournable. Dans une grande majorité de situations, on considérera cette hypothèse toute à fait justifiée. En effet, l'utilisation courante de cibles non-coopératives nous place souvent dans ce cas car le terme κ_{ext} est dans ce cas faible.

Cependant, le self-mixing peut être observé sans ambiguïté pour des valeurs du coefficient C supérieures à l'unité. La détection est d'ailleurs améliorée dans ces conditions. L'explication en est donnée ci-après.

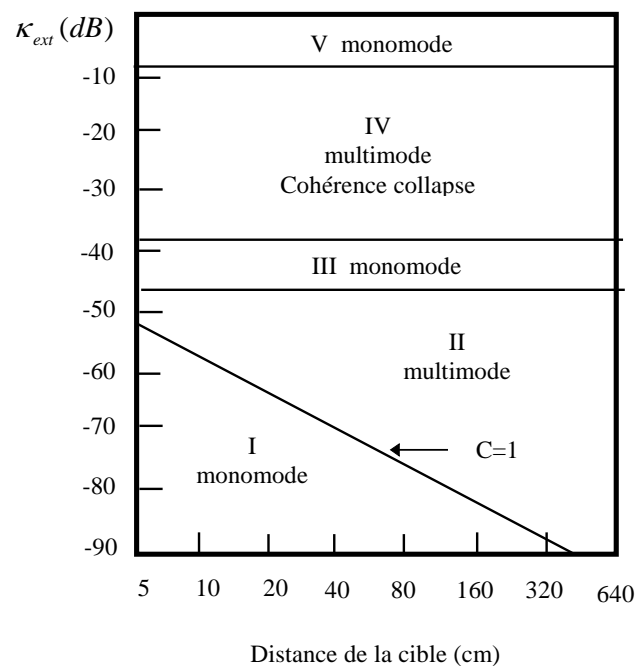


Figure II-5 Classification des zones de comportement spectral de la diode laser en présence d'une cible.

4.1.2 Cas où la diode est ou peut être multimode - Zone II

Lorsque $C > 1$, plusieurs cas peuvent être observés. Dans un premier temps, le nombre de solutions donné par la condition de phase varie de 1 à 5.

Considérons le cas $1 < C < Ca$, avec Ca un paramètre déterminé mathématiquement pour que l'équation $\Delta\phi_L = 0$ n'ait au plus que 3 solutions [18], soit $Ca \approx 4.7$. Deux cas peuvent être observés pour les solutions de l'équation II-5. La diode peut rester monomode ou devenir multimode selon la phase de l'onde retour. Les Figure II-6 illustrent ces deux situations. On observe que sur la Figure II-6a, il n'y a qu'une seule solution pour la condition de phase, la diode laser reste donc monomode dans ce cas. Sur la Figure II-6b, le coefficient C est inchangé mais la longueur de la cavité externe a légèrement varié, modifiant la phase de l'onde retour. On observe cette fois-ci que la condition de phase donne plusieurs solutions. La diode laser est considérée dans ce cas multimode. Dans la pratique et après observation expérimentale, il n'y a qu'un seul mode lasant à la fois sur les trois possibles. La sélection ne s'effectue pas, comme on pourrait s'y attendre, par la courbe de gain (gain modal le plus important), mais par la largeur de raie spectrale de chacun des modes. En effet, comme on le verra au prochain chapitre, dans le cas d'un faible retour optique (zone I et II de la figure II-5), la largeur de raie spectrale des modes de la diode laser varie en fonction de la phase et de l'amplitude du retour optique. Le mode lasant sélectionné est celui qui possède la largeur de raie la plus faible.

Dans le cas du self-mixing, il est possible et quelquefois plus intéressant pour certaines applications (vibrométrie, vélocimétrie) de se placer dans la zone définie par $1 < C < 4.7$. Ces raisons seront discutées plus loin.

Au delà de $C = Ca$, les interférences par self-mixing ne sont plus exploitables pour des applications métrologiques. En effet, le nombre de modes possibles atteint parfois 5 modes (figure II-7), et même si le critère de sélection du mode lasant reste inchangé (largeur de raie spectrale la plus faible), le comportement spectral devient quant à lui difficile à interpréter.

4.1.3 Zone de forte rétro réflexion - Zones III , IV et V

Les quantités de puissance rétro réfléchies correspondant à ces domaines de fonctionnement ne concernent plus le phénomène de self-mixing car elles sont trop importantes. On peut cependant noter que la zone III correspond à une zone de fonctionnement parfaitement monomode pour la diode laser. La largeur de raie spectrale est dans ce cas très affinée.

Dans la zone IV intervient le phénomène de cohérence collapse pour lequel la diode laser perd toutes ses propriétés de cohérences (largeur de raie spectrale de plusieurs Gigahertz).

Enfin, dans la zone V, la diode redevient très monomode avec un important taux d'extinction des modes latéraux de la cavité laser, ainsi qu'une largeur de raie très fine. Cette technique est souvent utilisée pour obtenir une source laser monomode stable.

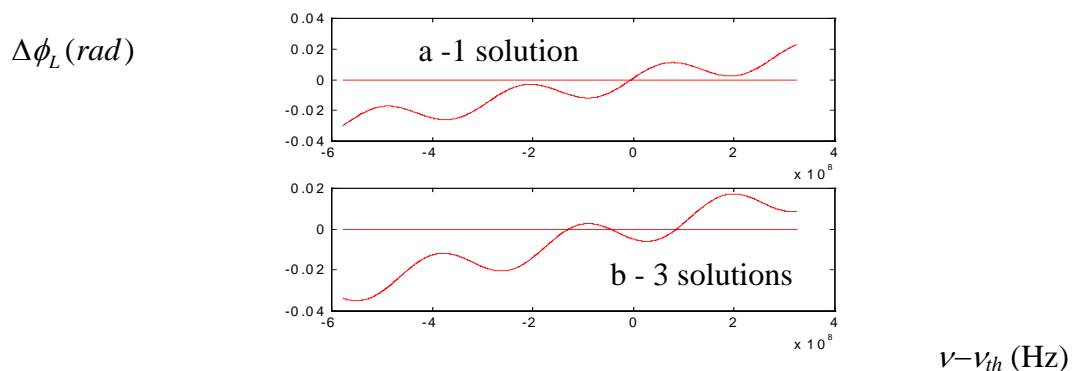


Figure II-6 Condition de phase $1 < C < C_a$ constant et pour deux distances laser - cible :a) 1 seule solution - b) 3 solutions

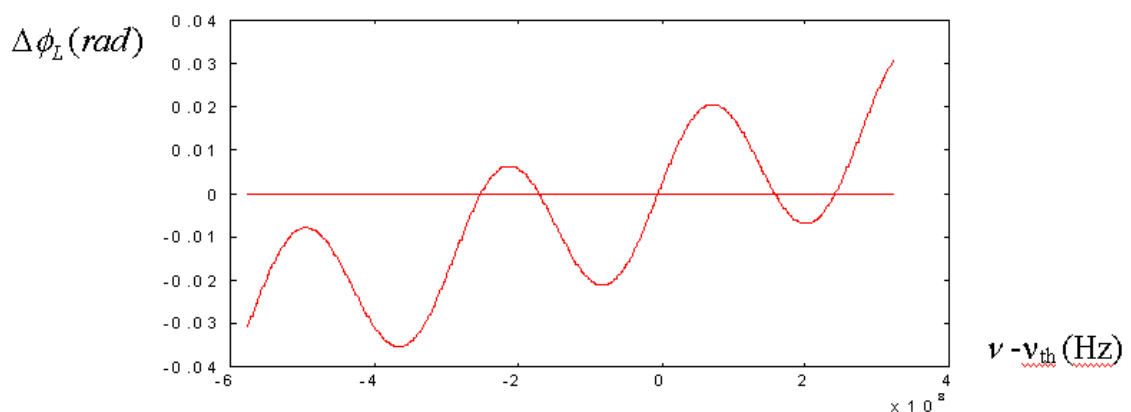


Figure II-7 Condition de phase pour un $C > C_a$. La diode est toujours multimode.

5. NOUVELLES EQUATIONS BILANS

Dans un premier temps, nous allons écrire l'équation (I-24) en fonction du champ modal E_p et non plus en séparant les variables d'amplitude et de phase de ce champ. Nous négligeons de plus dans un premier temps l'émission spontanée [3] :

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \frac{1}{2}(G_p - G_{th})E_p - j(\omega_p - \omega_{th} + \frac{\omega_p}{2\varepsilon_0 n^2} \text{Re}(\chi_p))E_p \quad (\text{II-8})$$

Rappelons que le gain modal et le gain seuil sont définis par:

$$G_p = -\frac{\omega_{th}}{n^2 \varepsilon_0} \text{Im}(\chi_p)$$

$$G_{th} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 n^2}$$

Lorsque l'on introduit la cible, et en considérant une faible quantité de lumière réinjectée dans la cavité ($C < 1$), on peut écrire l'équation (II-8) en tenant compte d'une fraction du champ électrique réfléchi par la cible :

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \frac{1}{2}(G_p - G_{th})E_p(t) - j(\omega_p - \omega_{th} + \frac{\omega_p}{2\varepsilon_0 n^2} \text{Re}(\chi_p))E_p + \frac{\kappa_{ext}}{\tau_L} E(t - \tau_D) e^{j\omega_p \tau_D} \quad (\text{II-9})$$

Dans cette équation, ω_p est la pulsation optique en présence d'une cible et on introduit la relation :

$$\omega_p = \omega_{th} + \dot{\phi}_p \quad (\text{II-10})$$

avec $\dot{\phi}_p = \frac{d\phi_p}{dt} = \frac{\phi_p(t) - \phi_p(t - \tau_D)}{\tau_D}$ = variation instantanée de la pulsation.

De plus, dans l'équation II-9 le terme $\frac{\kappa_{ext}}{\tau_L}$ traduit la fraction du champ électrique réfléchi par la cible et réinjectée dans la cavité. La division par τ_L traduit le fait que cette fraction de champ n'est à considérer qu'après chaque aller-retour dans la cavité laser.

On déduit facilement de l'équation (II-9) les nouvelles équations bilans pour le nombre de photons S , la phase du champ électrique ϕ et la densité d'électrons N . Il suffit pour cela de séparer la phase et l'amplitude [1-4] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dS}{dt} = S(t)[G - G_{th}] + 2 \frac{\kappa_{ext}}{\tau_L} \sqrt{S(t)S(t - \tau_D)} \cos(\omega_{th} \tau_D + \phi(t) - \phi(t - \tau_D)) + F_s(t) \\ \frac{d\phi}{dt} = (\omega_{th} - \omega) + \frac{1}{2} \alpha(G - G_{th}) - \frac{\kappa_{ext}}{\tau_L} \sqrt{\frac{S(t - \tau_D)}{S(t)}} \sin(\omega_{th} \tau_D + \phi(t) - \phi(t - \tau_D)) + F_\phi(t) \\ \frac{dN}{dt} = \frac{i}{eV} - \frac{1}{V} G \cdot S - \frac{N}{\tau_s} + F_N(t) \end{array} \right. \quad (\text{II-11})$$

Dans ces équations, nous introduisons à nouveau les expressions dues aux bruit d'émission spontanée et traduites par les forces de Langevin (cf équation I-42).

Ce système d'équations bilans décrit le comportement d'une diode laser Fabry-Perot soumise à un faible retour optique. On utilisera ces équations pour déterminer les principales limitations du phénomène de Self-Mixing (longueur de cohérence dans le chapitre III, saut de mode dans le chapitre V).

6. APPLICATIONS METROLOGIQUES DU SELF-MIXING

Les interférences par self-mixing étant similaires sous de nombreux aspects aux interférences classiques, il semble donc intéressant d'examiner les applications métrologiques potentielles utilisant ce phénomène. Ces applications ont été expérimentées avec succès pour la mesure de distance [1][15][19], de déplacement [1][10-14][20] et de vitesse[16]. Chacune de ces applications a été étudiée par notre équipe et est facilement déduite en déterminant l'expression de la modulation de l'intensité optique émise par le laser due à la présence d'une cible placée devant ce laser.

Pour obtenir l'expression de cette modulation d'intensité, il suffit d'écrire les deux équations bilans concernant la densité de porteurs pour chacun des cas avec et sans cible [8-9]. Les hypothèses concernant le gain et la stabilité modale restent inchangées. Nous considérons toujours un gain linéaire d'expression : $G(N) = a(N - N_t)$ avec N_t la densité de porteurs à la transparence. La diode

laser est de plus toujours considérée monomode avec et sans cible. On remplace le courant i et le nombre de photons S par une densité de courant J et par l'intensité émise. On appelle N , I respectivement la densité de porteurs et l'intensité sans cible et N_c , I_c respectivement la densité de porteurs et l'intensité avec cible.

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = \frac{J}{e} - G(N)I - \frac{N}{\tau_s} \\ \frac{dN_c}{dt} = \frac{J}{e} - G(N_c)I_c - \frac{N_c}{\tau_s} \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

Lorsqu'on considère le système à l'état stable, les dérivées s'annulent et on peut déduire de (II-12) une expression de l'intensité lasante avec cible en fonction de l'intensité sans cible :

$$I_c = I \left(1 - \left(\frac{1}{\tau_s I} + a \right) \frac{\Delta N}{G(N_c)} \right) \quad (\text{II-13})$$

De plus, on note aussi que:

$$\Delta N = N_c - N = \kappa \Delta G_{th} \quad (\text{II-14})$$

avec κ un coefficient de proportionnalité. En rappelant l'expression de ΔG_{th} donnée par (II-4), l'expression de l'intensité modulée par le self-mixing s'écrit:

$$I_c = I \left(1 + m \cos(2\pi\nu\tau_D) \right) \quad (\text{II-15})$$

avec m un coefficient de modulation :

$$m = \frac{\kappa_{ext}}{g_{th} L} \left[1 + \frac{1}{I\tau_s a} \right] \quad (\text{II-16})$$

L'expression (II-15) est donc très similaire à celle obtenue pour des interférences classiques. La principale différence réside dans le fait que la fréquence optique lasante ν n'est pas constante dans le cas du self-mixing mais varie avec la phase de l'onde rétrodiffusée. La figure II-8 illustre plusieurs

exemples de modulation d'intensité introduite par le self-mixing pour différentes valeurs du coefficient C . La modulation d'intensité est obtenue en déplaçant la cible. On observe que la modulation est périodique par rapport à la distance D , avec une période d'une demie-longueur d'onde comme pour les interférences classiques. On observe de plus que le signal de modulation passe d'une forme sinusoidale à une forme en dent de scie de plus en plus accentuée à mesure que le coefficient C augmente. Cette forme de signal spécifique au self-mixing illustre la principale différence par rapport aux interférences classiques. On montrera plus loin que cette caractéristique est très intéressante pour la mesure de déplacement.

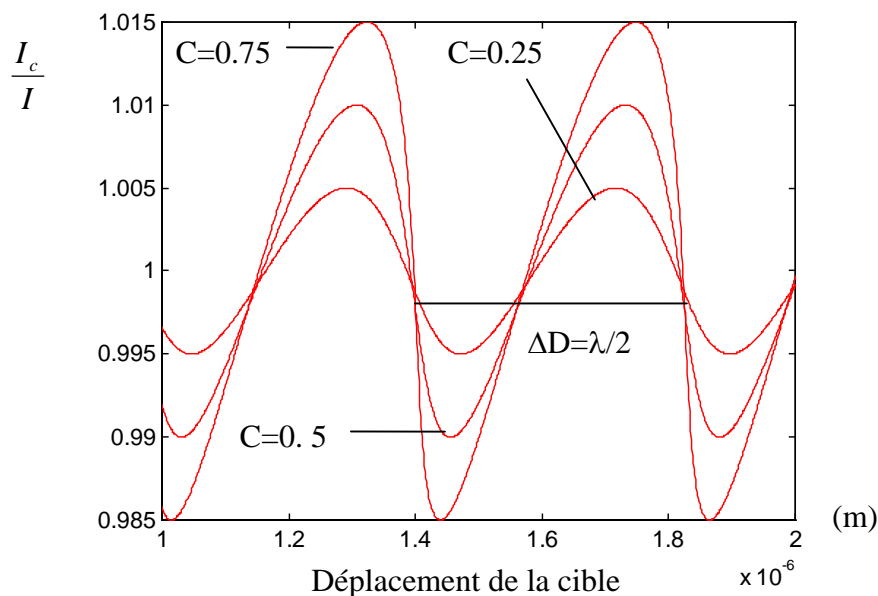


Figure II-8 Modulation d'intensité créée par des interférences par self-mixing pour différentes valeurs de C et en prenant $m=0.01$.

6.1 APPLICATION A LA MESURE DE DISTANCE

Cette application consiste à déterminer la distance séparant la diode laser de la cible lorsque celle-ci est immobile. On obtient cette information à l'aide de l'équation (II-15).

La distance étant fixe, le temps de vol aller-retour de la cavité laser τ_D est constant. En modulant la fréquence optique ν , on observe un signal d'interférences par self-mixing. La distance peut alors être déduite en connaissant l'excursion en fréquence optique réalisée. Cette excursion optique est facilement obtenue avec les diodes lasers Fabry-Perot en utilisant une de leur caractéristique connue

sous le nom de « Chirp » (variation continue de la longueur d'onde avec le courant)[2-4]. En effet, lorsque le courant d'injection des diodes lasers varie, on module évidemment la puissance d'émission du laser mais on module également l'indice du milieu de la cavité active de la diode laser. Cette modulation est essentiellement générée par effet thermique à basse fréquence puis par l'injection des porteurs qui modifient l'indice à plus hautes fréquences [2]. La variation d'indice modifie l'emplacement des modes résonnants de la cavité Fabry-Perot, ce qui se traduit par une modulation de la fréquence optique d'émission.

Sur la figure II-9, le courant d'injection est modulé autour d'une valeur moyenne par un signal triangulaire à basse fréquence (100Hz par exemple). Si on néglige la constante thermique du milieu, la réponse de la variation de la longueur optique de la cavité et donc de la fréquence optique du laser peut être considérée comme linéaire. Ces hypothèses sont discutées par Gouaux & al dans [21]. On suppose donc que la fréquence optique est elle aussi modulée en triangle. On observe sur la figure du haut la modulation de puissance. Sur la porteuse triangulaire, on constate une modulation introduite par le self-mixing à plus haute fréquence et de faible amplitude. Après une dérivation de ce signal représentée sur la figure du bas, les sauts de puissance introduits par le self-mixing sont plus facilement visibles et détectables.

Il existe deux méthodes pour déterminer la distance à partir de ce signal de self-mixing. La méthode dite « de la fréquence de battement » consiste à déterminer une fréquence fixe entre chaque saut de puissance pour en déduire la distance recherchée. Cette méthode nécessite pour être intéressante de contrôler la linéarité de la variation de la fréquence optique très précisément. Les résultats de cette méthode ainsi que ses limitations sont discutés par Gouaux & al [21].

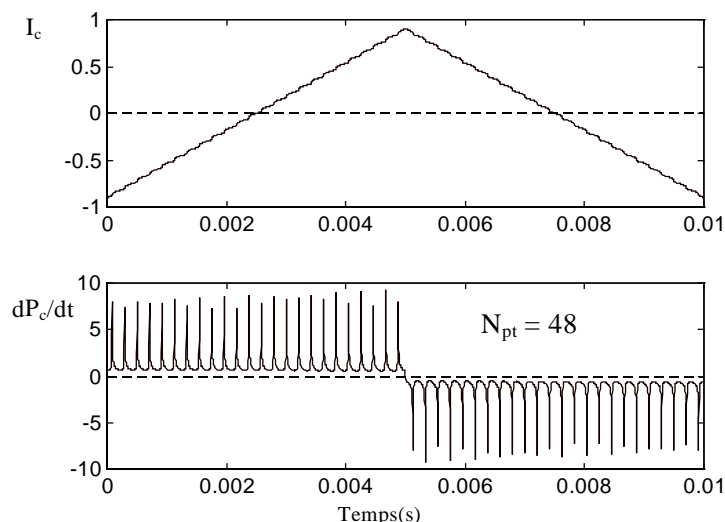


Figure II-9 Exemple de mesure de distance en utilisant les interférences par self-mixing.

La seconde méthode appelée « méthode du comptage de pics » consiste à compter le nombre de sauts de puissance observés durant l'excursion en fréquence optique réalisée. Cette démarche ne rend pas tributaire la résolution d'un contrôle précis de la linéarité de l'excursion en fréquence optique. On détermine la distance en utilisant la relation simple (figure II-9):

$$D = N_{pics} \frac{c}{2\Delta\nu_{pp}} \quad (\text{II-17})$$

Avec N_{pics} le nombre de sauts de puissance observés et $\Delta\nu_{pp}$ l'excursion de la fréquence optique pic à pic réalisée. La résolution d'une telle mesure est donnée simplement par :

$$\delta D = \pm \frac{c}{2\Delta\nu_{pp}} \quad (\text{II-18})$$

Il apparaît donc que pour cette méthode, la précision de mesure sera d'autant meilleure que la variation pic à pic de l'excursion en fréquence optique sera grande.

Cependant, il est fréquemment observé que la longueur d'onde d'une diode laser « saute » de mode durant la modulation de courant, et crée ainsi une discontinuité dans le signal de self-mixing qui s'avère alors inexploitable. De plus, cette variation discontinue de la fréquence optique (saut de

mode) peut dans certains cas être modifiée par la présence d'une cible. Ainsi, l'obtention avec une diode laser Fabry-Perot d'une importante variation de fréquence optique sans saut de mode s'avère délicate à obtenir et nécessite de comprendre les lois physiques qui régissent le comportement de la diode laser.

L'étude du comportement spectral des diodes laser sous une modulation lente en courant est donc nécessaire pour optimiser le choix de la source laser à utiliser pour la mesure de distance par self-mixing. La théorie décrite précédemment n'est pas suffisante pour expliquer et prédire le comportement spectral des diodes lasers Fabry-Perot observé expérimentalement. Une théorie plus approfondie sera proposée à cette fin dans les chapitres IV et V.

6.2 APPLICATION A LA MESURE DE DEPLACEMENT

On utilise de nouveau pour cette application la relation II-15 :

$$I_c = I(1 + m \cos(2\pi\nu\tau_D))$$

Cette fois-ci, un déplacement de la cible modifie le temps de vol de la cavité externe τ_D , et il n'est donc plus nécessaire de moduler le courant d'injection de la diode laser pour obtenir un signal d'interférences.

La mesure de déplacement s'effectue simplement en pointant le laser sur la cible. Un déplacement d'une demi-longueur d'onde est déduit entre deux maxima de puissance consécutifs. La figure II-10 illustre cette application. Comme nous l'avons déjà remarqué, le signal de puissance n'est pas modulé sinusoidalement mais par une forme en dent de scie. Cette caractéristique est essentielle lorsque l'on compare ce système à un système interférométrique classique. En effet, le sens de déplacement de la cible est ici directement déterminé par l'orientation des dents de scie alors qu'il faudrait utiliser deux interféromètres pour obtenir cette même information.

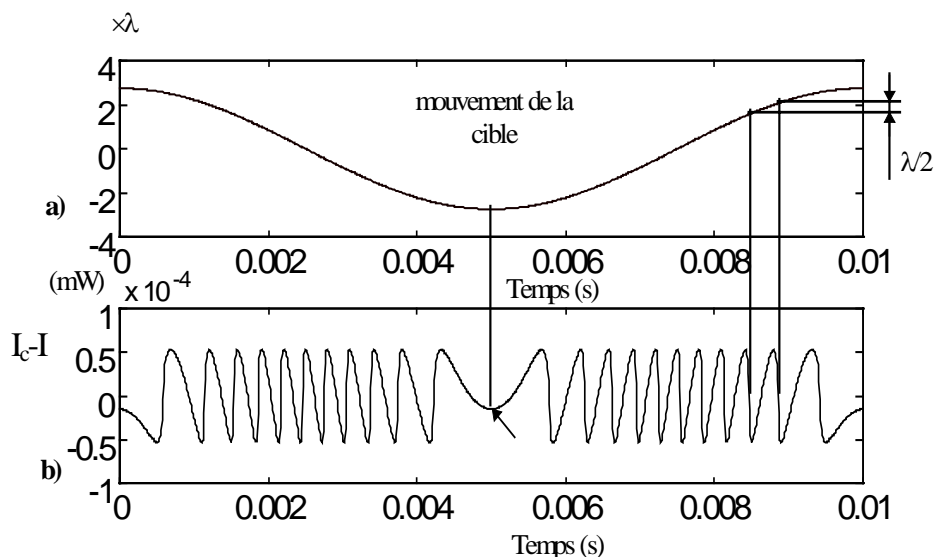


Figure II-10 Exemple de mesure de déplacement en utilisant les interférences par self-mixing. $C=0.9$, $m=0.01$.

Nous remarquons à nouveau que la forme en dents de scies de la puissance de sortie est d'autant plus marquée que le coefficient C est grand (figure II-8). Lorsque l'on s'intéresse au traitement du signal à mettre en œuvre pour interpréter le signal de self-mixing, la détection du sens de déplacement de la cible à l'aide de l'orientation des dents de scie est plus aisée lorsque celles-ci sont accentuées. Il est donc intéressant pour cette application de se placer dans la zone de fonctionnement $1 < C < 4.7$.

La résolution de base de ce dispositif de mesure de déplacement est d'une demi-longueur d'onde :

$$\delta D = \pm \frac{\lambda}{2} \quad (\text{II-19})$$

Typiquement, 400nm si on utilise une diode émettant autour de 800nm . Un traitement du signal approprié peut améliorer considérablement cette résolution et atteindre $\lambda / 12$, soit 70nm [12].

Cependant, même si pour cette application, le courant et donc la fréquence optique sont constants, des sauts de modes intempestifs de la longueur d'onde d'émission peuvent survenir dans certains cas. Par exemple, des sauts de modes indésirables causés par un faible retour optique et dus à un mauvais choix du point de fonctionnement pour le courant d'injection peuvent être observés. Il est donc tout aussi important pour cette application de définir précisément la source laser la mieux adaptée ainsi

que le point de fonctionnement, afin d'assurer une bonne stabilité spectrale des diodes lasers avec et sans cible.

7. CONCLUSION

Dans ce chapitre, le principe du self-mixing ainsi que ses applications métrologiques ont brièvement été rappelés. Ces dispositifs de mesure présentent de nombreux avantages qui rendent leur industrialisation intéressante. Ils sont tout d'abord peu onéreux, le composant principal de ce système étant une diode laser Fabry-Perot achetée moins de 1000 Frs à l'unité. Ils sont simples d'utilisation, car de faible encombrement et auto-alignés. Enfin, ils sont sans contact et peuvent être utilisés sur une gamme de distance de 0 à quelques mètres.

La distance maximale mesurable est une caractéristique importante à déterminer. Elle est liée à la longueur de cohérence du laser et au phénomène de self-mixing. On peut définir une limite de portée des capteurs par self-mixing due à la cohérence de la source. Celle-ci sera étudiée au chapitre III. Nous utiliserons pour cela les équations bilans modifiées en présence d'une cible déterminées dans ce chapitre.

De plus, nous avons mis en évidence les limitations imposées par la source laser utilisée. Afin d'optimiser les possibilités de ces capteurs, il est primordial de faire un choix raisonné de la diode laser. Concernant l'utilisation de diodes lasers Fabry-Perot, ce choix s'effectuera à l'issue des chapitres IV et V dans lesquels seront étudiés précisément les facteurs qui régissent le comportement et la stabilité spectrale des diodes lasers avec et sans rétroinjection optique.

Une discussion sur l'utilisation de structures moins classiques de type DFB ou DBR sera également présentée au chapitre VI.

CHAPITRE III - LONGUEUR DE COHERENCE D'UNE DIODE LASER EN PRESENCE D'UNE CIBLE

1. INTRODUCTION

Nous avons établi au chapitre II que la modulation d'intensité générée par le phénomène de self-mixing était très similaire à celle observée pour des interférences à deux ondes. L'expression de l'intensité résultant de ces interférences se met sous la forme (cf équation (II-15)):

$$I_c = I \left(1 + m \cos(2\pi\nu\tau_D) \right) \quad (\text{III-1})$$

$$\text{avec } m = \frac{\kappa_{ext}}{g_{th}} \left[1 + \frac{1}{I \tau_s a} \right]$$

Le phénomène d'interférences fait classiquement appel à la notion de cohérence de la source. La cohérence spatiale de la diode laser n'est que très peu influente car le milieu émetteur de l'onde lumineuse est très localisé et peut donc être considéré comme ponctuel. En revanche, la notion de cohérence temporelle joue un rôle beaucoup plus important puisqu'elle fait appel à la forme de la puissance spectrale de la source.

Dans ce chapitre, nous souhaitons étudier la limitation des capteurs par self-mixing introduite par la cohérence temporelle de la source. Nous normaliserons m dans l'expression (III-1) car ce coefficient ne traduit en fait que la répartition en puissance des champs électriques sur chacun des bras de l'interféromètre. Il est évident que ce coefficient jouera lui aussi un rôle dans la

lisibilité du phénomène mais pas sur le contraste des interférences. Un traitement du signal adapté peut sortir une information d'un signal à priori peu lisible. En revanche, si les interférences ne sont pas suffisamment contrastées, le traitement du signal seul sera inefficace pour détecter l'information. De plus, il est intéressant de remarquer que lorsque l'on étudie la longueur de cohérence d'une source optique à l'aide d'un interféromètre de Michelson, on suppose en général que les champs électriques sur chacun des bras de l'interféromètre ont des amplitudes identiques.

Supposons que la source laser présente un spectre de puissance représenté sur la figure (III-1) par la forme $I(\nu)$. Chaque fréquence optique crée son propre système d'interférences, et l'intensité générée par le système interférentiel s'exprime par :

$$dI = I_0 I(\nu) d\nu \otimes \delta(\nu - \nu_0) \cdot (1 + \cos(2\pi\nu\tau_D)) \quad (\text{III-2})$$

avec I_0 l'intensité totale émise sur l'ensemble des fréquences ν , $I_0 I(\nu) d\nu$ l'intensité émise par un spectre en fréquence de largeur $d\nu$, $\delta(\nu)$ la fonction de Dirac et enfin \otimes le produit de convolution.

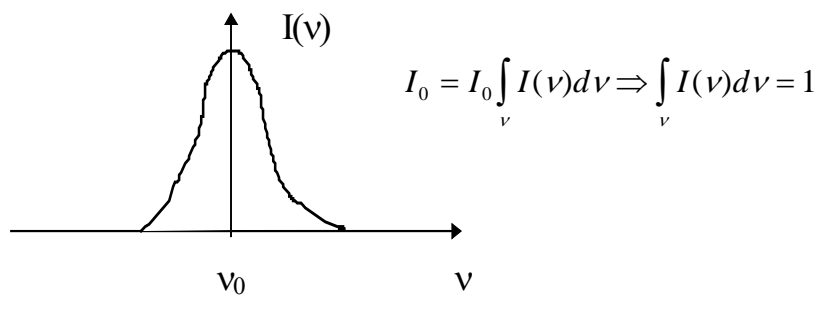


Figure III-1 Exemple théorique de spectre de puissance de la source optique

Sur un photodétecteur, l'intensité totale qui sera reçue s'écrit comme la superposition de tous les systèmes d'interférences générés par l'ensemble des fréquences ν :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{det}} &= \int_{\nu} dI = \int_{\nu} I_0 I(\nu) \otimes \delta(\nu - \nu_0) (1 + \cos(2\pi\nu\tau_D)) d\nu \\
 I_{\text{det}} &= I_0 \left(1 + \text{Re} \left[\int_{\nu} I(\nu) \otimes \delta(\nu - \nu_0) e^{-j2\pi\nu\tau_D} d\nu \right] \right) \\
 I_{\text{det}} &= I_0 \left(1 + \text{Re} [TF^{-1}(I(\nu))] \cos(2\pi\nu_0\tau_D) \right) \\
 I_{\text{det}} &= I_0 \left(1 + V_a(\tau_D) \cos(2\pi\nu_0\tau_D) \right) \tag{III-3}
 \end{aligned}$$

TF est la transformée de Fourier

De la même façon que pour des interférences classiques, on remarque que la puissance détectée est fonction non seulement des interférences par self-mixing mais aussi de la forme de la puissance spectrale de la source utilisée. On introduit alors le terme de « visibilité apparente » définie par :

$$V_a(\tau_D) = \text{Re} [TF^{-1}(I(\nu))] \tag{III-4}$$

Remarque : Le terme de visibilité apparente est ici utilisé car dans le cas du self-mixing, ce paramètre est différent de la visibilité réelle qui est elle définie par :

$$V_r(\tau_D) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{III-5}$$

Dans le cas des interférences classiques, la visibilité apparente est égale à la visibilité réelle. Concernant les interférences par self-mixing, l'origine de cette différence vient du fait que la fréquence optique ν n'est pas constante mais varie avec la phase de l'onde rétrodiffusée. Nous établirons dans ce chapitre que la forme de la densité spectrale est lorentzienne et donc que la visibilité apparente peut s'écrire :

$$V_a(\tau_D) = e^{-\pi\delta\nu\tau_D} \tag{III-6}$$

Avec $\delta\nu$ la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne.

L'intensité totale sur le détecteur s'écrira donc :

$$I_{\text{det}} = I_0 \left(1 + e^{-\pi \delta \nu_c \tau_D} \cos(2\pi \nu_0 \tau_D) \right) \quad (\text{III-7})$$

On retrouve donc une expression similaire à celle généralement proposée pour un système classique d'interférences à deux ondes. Cependant, dans le cas des interférences classiques, on peut déterminer la longueur de cohérence en écrivant simplement:

$$V_r(\tau_c) = V_a(\tau_c) = e^{-\pi \delta \nu \tau_c} = e^{-1} \quad (\text{III-8})$$

avec τ_c le temps de cohérence de la source, $L_c = c \cdot \tau_c$ la longueur de cohérence de la diode laser.

Dans le cas du self-mixing, la longueur de cohérence est déduite en posant la condition sur la visibilité réelle :

$$V_r(\tau_c) = e^{-1} \quad (\text{III-9})$$

On considère dans ce cas que lorsque $V_r(\tau_c) < e^{-1}$, les interférences ne sont plus visibles et détectables.

Nous allons montrer que pour les interférences par self-mixing, la largeur de raie à mi-hauteur de la source laser et donc la longueur de cohérence de la source, varie en présence d'une cible. La détermination théorique de la largeur de raie spectrale d'une diode laser avec et sans cible peut s'effectuer de deux façons. Il est tout d'abord possible de simuler les équations bilans. Après un temps de calcul moyen de quelques minutes dépendant des performances de l'ordinateur utilisé, la largeur de raie spectrale à mi-hauteur peut être déterminée. Cette méthode a l'avantage d'être précise et donne de bons résultats, cependant elle est fastidieuse et nécessite de connaître avec précision bon nombre de paramètres physiques du semiconducteur. Il est donc intéressant de déterminer une expression analytique approchée de la largeur de raie, facile d'emploi et suffisamment précise. Cela peut être fait moyennant certaines hypothèses en étudiant la diode laser soumise à une modulation sinusoïdale de faible amplitude et en linéarisant le système d'équations bilans.

Dans cette partie, nous allons donc déterminer une expression analytique de la largeur de raie à mi-hauteur d'une diode laser avec et sans cible. Le calcul de la visibilité des interférences par self-mixing nous donnera la limite de portée des capteurs due à la cohérence temporelle. Nous considérons toujours le cas d'une diode laser monomode, ce qui nous permet d'utiliser les équations bilans établies au chapitre II.

2. PUISSANCE ET LARGEUR DE RAIE SPECTRALE D'UNE DIODE LASER SANS CIBLE

Dans cette partie, on étudie la forme de la densité spectrale de puissance de la diode laser. La source de bruit responsable d'une largeur de raie spectrale et de la fluctuation de puissance (négligée ici) dans les lasers est l'émission spontanée de photons [2][4].

Dans un premier temps, nous allons chercher l'expression de la densité spectrale de puissance de la diode laser pour ensuite définir la largeur de raie spectrale à mi-hauteur déterminant la longueur de cohérence du laser.

2.1 EXPRESSION DE LA PUISSANCE SPECTRALE

Par définition, la puissance spectrale est proportionnelle à la Transformée de Fourier du produit d'autocorrélation du champ électrique. Le champ électrique monomode peut s'écrire :

$$E(t) = \kappa \sqrt{S(t)} \exp(j\phi(t)) \exp(j\omega_{th}t) = \varepsilon(t) \exp(j\omega_{th}t) \quad (\text{III-10})$$

avec κ une constante de proportionnalité. La puissance spectrale quant à elle prend la forme:

$$P_s(\nu) = K \cdot TF \left[\langle \varepsilon(t) \cdot \varepsilon^*(t - \tau) \rangle \exp[j\omega_{th}\tau] \right] \quad (\text{III-11})$$

Avec K une constante de proportionnalité, TF est la Transformée de Fourier.

Pour la suite de notre travail, nous définissons aussi les variables suivantes [2] :

$\dot{\phi}$: la variation instantanée de la fréquence optique qui est aussi la dérivée de la phase du champ électrique dont le comportement est décrit par les équations bilans.

$$\delta\dot{\phi} = \dot{\phi} - \langle \dot{\phi} \rangle$$

$$\delta\phi = \phi - \langle \phi \rangle \Rightarrow \delta\dot{\phi} = \frac{d\delta\phi}{dt}$$

$$\langle \omega \rangle = \omega_{th} - \langle \dot{\phi} \rangle = \text{valeur moyenne de la fréquence optique d'émission.}$$

Dans notre étude, nous négligeons la fluctuation d'intensité générée par l'émission spontanée et ne considérons que le bruit sur la fréquence optique : $\Rightarrow S(t) = \langle S \rangle = \text{constante}$. Avec ces hypothèses, le produit d'autocorrélation du champ devient :

$$\langle E(t).E^*(t-\tau) \rangle = \kappa^2 \langle S \rangle \exp(j \langle \Delta\phi \rangle) \exp[j\omega_{th}\tau] \exp[j\langle \dot{\phi} \rangle\tau] \quad (\text{III-12})$$

Avec $\langle \Delta\phi \rangle = \langle \delta\phi(t) - \delta\phi(t-\tau) \rangle$ = la déviation de phase aléatoire créée par les photons émis spontanément durant le temps τ . On considère que cette déviation de phase suit une loi de distribution Gaussienne, ce qui nous permet d'écrire :

$$\langle \exp(j\Delta\phi) \rangle = \exp\left(-\frac{1}{2}\langle \Delta\phi^2 \rangle\right) \quad (\text{III-13})$$

Enfin, d'après le travail de Cutler [22] relatif à l'étude et la mise en équations des fluctuations de phase dans un oscillateur dues à différentes sources de bruit, nous exprimons $\langle \Delta\phi^2 \rangle$ par :

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = \frac{\tau^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} W_{\delta\dot{\phi}} \frac{\sin^2\left(\omega_m \frac{\tau}{2}\right)}{\left(\omega_m \frac{\tau}{2}\right)^2} d\omega_m \quad (\text{III-14})$$

Dans cette expression, nous avons introduit la densité spectrale de déviation de phase $W_{\delta\dot{\phi}}$ qui joue un rôle important dans la détermination de la largeur de raie du laser :

$$W_{\delta\dot{\phi}} = TF[\langle \delta\dot{\phi}(t) \cdot \delta\dot{\phi}(t - \tau) \rangle] \quad (\text{III-15})$$

La fonction d'autocorrelation du champ électrique, et donc la densité spectrale de puissance s'exprime alors en fonction de la densité spectrale de déviation de phase :

$$\langle E(t) \cdot E^*(t - \tau) \rangle = \kappa^2 \langle S \rangle \exp \left(-\frac{\tau^2}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} W_{\delta\dot{\phi}} \frac{\sin^2\left(\omega_m \frac{\tau}{2}\right)}{\left(\omega_m \frac{\tau}{2}\right)^2} d\omega_m \right) \exp[j\omega_{th} \tau] \exp[j\langle \dot{\phi} \rangle \tau] \quad (\text{III-16})$$

L'hypothèse généralement admise concernant le bruit sur la fréquence optique (la déviation de phase) est de considérer un bruit blanc, qui se traduit par : $W_{\delta\dot{\phi}} = \text{constante}$.

Il vient donc :

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = |\tau| W_{\delta\dot{\phi}} \quad (\text{III-17})$$

Remarque : $\langle \Delta\phi^2 \rangle$ augmente avec τ . Si on considère un système interférométrique de type Michelson dans lequel τ représente le déphasage introduit par la différence de marche entre les deux bras du système, on observe que les différences de phases $\delta\phi(t)$ et $\delta\phi(t - \tau)$ seront de plus en plus décorréliées à mesure que τ augmentera.

La densité spectrale de puissance s'exprime donc simplement par :

$$P_s(\nu) = K \frac{4 \frac{\langle S \rangle}{W_{\delta\dot{\phi}}}}{1 + \left(\frac{2}{W_{\delta\dot{\phi}}} \left(\omega - \left(\omega_{th} + \langle \dot{\phi} \rangle \right) \right) \right)^2} \quad (\text{III-18})$$

Comme indiqué dans l'introduction, la distribution est lorentzienne et nous nous intéressons à présent à la largeur à mi-hauteur de cette courbe définie comme la largeur spectrale du laser. Il vient facilement:

$$\delta\omega = 2\pi\delta\nu = W_{\delta\phi} \quad (\text{III-19})$$

Ainsi, pour déterminer la longueur de cohérence d'une diode laser, il faut calculer la largeur de raie spectrale à mi-hauteur. Ce calcul revient à déterminer la densité spectrale de déviation de phase $W_{\delta\phi}$.

2.2 CALCUL DE LA LARGEUR SPECTRALE DE LA SOURCE

La largeur de raie spectrale d'une diode laser est causée par l'émission spontanée de photons. Son calcul peut être abordé en considérant deux phénomènes sous-jacents :

- l'émission spontanée de photons à différentes fréquences optiques proches de la fréquence lasante.
- la fluctuation de la densité de porteurs due à l'émission spontanée générant une fluctuation de fréquence optique lasante.

Le premier phénomène est inhérent à chaque laser. Il se traduit par l'émission aléatoire de photons quasi-cohérents avec un mode imposé par la cavité laser. Le second phénomène propre aux diodes laser est causé par le couplage entre la densité de photons et la fréquence optique [4][23] (Figure III-2).

En effet, le gain et l'indice dépendent tous les deux de la densité de porteurs. Lorsque le nombre de photons varie aléatoirement avec l'émission spontanée, la gain optique varie à son tour. La densité de porteurs liée au gain modifie l'indice du milieu. Enfin la fréquence optique fluctue avec les variations d'indice. Ce comportement donne lieu à l'introduction du coefficient d'élargissement de la raie spectrale du laser.

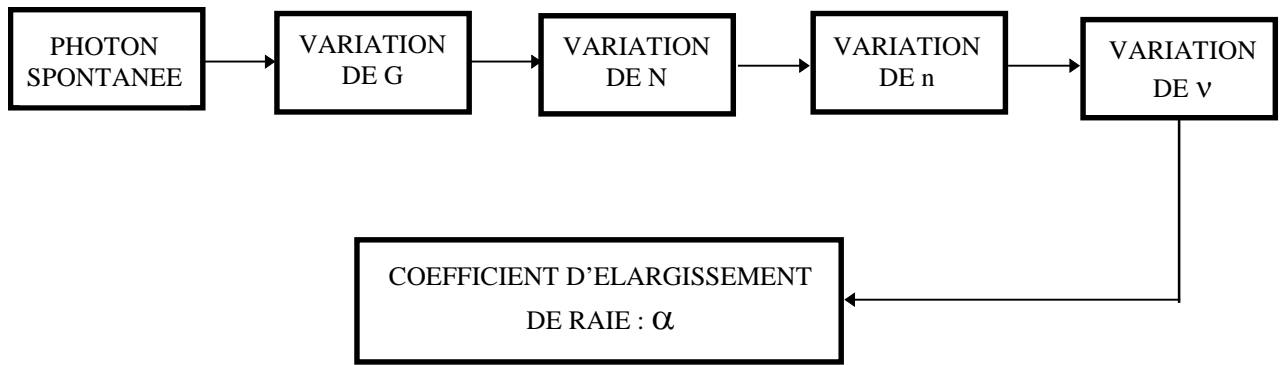


Figure III-2 Schéma synoptique donnant le couplage entre émission spontanée et la variation de l'indice de réfraction

Il paraît donc clair qu'une fluctuation de la densité de porteurs influera sur la fréquence optique d'émission du laser.

Rappelons que la largeur de raie spectrale est donnée par :

$$\delta\omega = W_{\delta\dot{\phi}}, \quad \text{avec } W_{\delta\dot{\phi}} = TF[\langle \delta\dot{\phi}(t)\delta\dot{\phi}^*(t-\tau) \rangle] = |TF[\delta\dot{\phi}]|^2 \text{ d'après le théorème de Wiener-}$$

Kintchine. La transformée de Fourier du bruit de fréquence peut s'écrire :

$$TF[\delta\dot{\phi}] = \Delta\dot{\phi}_\omega = \frac{1}{2} \alpha \frac{dG}{dN} \Delta N(\omega) + F_\phi(\omega) \tag{ III-20}$$

On observe dans cette expression que le bruit de fréquence et donc la largeur de raie spectrale est fonction de l'émission spontanée de photons ($F_\phi(\omega)$) et de la variation de la densité de porteurs ($\Delta N(\omega)$).

Pour déterminer une expression de $\Delta N(\omega)$, on utilise les résultats d'une analyse des équations bilans soumises à de faibles perturbations sinusoïdales [1-2][4]. Ceci permet dans un premier temps, après linéarisation des équations bilans, de déterminer la réponse du nombre de photons à une modulation sinusoïdale du courant d'injection, pour une amplitude de modulation faible.

$$\frac{\Delta S}{\Delta I} = T(j\omega_m) = \frac{1}{\left(\frac{j\omega_m}{\omega_r}\right)^2 + j\frac{\omega_m}{\omega_d} + 1} \tag{ III-21}$$

avec ω_m la pulsation de modulation, ω_r la pulsation propre, ω_d la pulsation d'amortissement :

$$\omega_r = \frac{1}{\tau_{ph}} \sqrt{\frac{\langle S \rangle}{V} dg / dN} \quad (\text{III-22})$$

$$\omega_d = \frac{\omega_r^2 \tau_{ph}}{\gamma}$$

avec τ_{ph} la durée de vie d'un photon et γ le facteur d'amortissement.

De plus, de cette même analyse des équations bilans pour une faible perturbation, on trouve que

$\Delta N(\omega)$ peut s'écrire [1-2]:

$$\Delta N(\omega) = -T(j\omega) \frac{\Delta F_s(\omega)}{\omega_r^2 \tau_{ph} V} \quad (\text{III-23})$$

En remplaçant $\Delta N(\omega)$ dans l'expression de la transformée de Fourier de la déviation de phase,

on trouve l'expression de la densité spectrale de bruit de fréquence :

$$W_{\delta\dot{\phi}} = |T(j\omega_m)|^2 \left\langle |\Delta F_s(\omega_m)|^2 \right\rangle \left\langle |\Delta F_\phi(\omega_m)|^2 \right\rangle \frac{\alpha}{2\langle S \rangle} \quad (\text{III-24})$$

Après avoir fait le calcul des expressions de ΔF_s et ΔF_ϕ , la densité spectrale de bruit de

fréquence s'écrit :

$$W_{\delta\dot{\phi}} = \frac{R_{sp}}{2 \langle S \rangle} (1 + \alpha^2) \quad (\text{III-25})$$

avec R_{sp} le coefficient d'émission spontanée. Il est intéressant de remarquer que la largeur de

raie spectrale classiquement trouvée pour les lasers non semiconducteurs s'exprime par :

$$W_{\delta\dot{\phi}} = \frac{R_{sp}}{2 \langle S \rangle} \quad (\text{III-26})$$

Cette expression est connue sous le nom de formule de Schawlow et Townes. Le facteur multiplicatif ajouté pour les diodes lasers provient du coefficient d'élargissement de raie α qui comme on l'a déjà remarqué, est une caractéristique typique des diodes lasers. Ce coefficient a

été défini dans le chapitre I et traduit le couplage qui existe entre le gain et l'indice dans les diodes lasers.

Remarque sur la longueur de cohérence du laser seule

En utilisant les résultats présentés dans l'introduction (eq. III.8), on peut déterminer la longueur de cohérence d'une diode laser isolée :

$$L_c = \frac{c}{\pi\delta\nu} \quad (\text{III-27})$$

3. PUISSANCE ET LARGEUR DE RAIE SPECTRALE D'UNE DIODE LASER AVEC CIBLE

Le comportement de la raie spectrale d'une diode laser en présence d'une cible a déjà été beaucoup étudié [7][24-25]. Cette technique a suscité beaucoup d'intérêt pour réduire la largeur de raie et rendre la diode laser très cohérente [3][26]. Dans le cas d'une faible rétroinjection optique, le comportement de la largeur de raie spectrale d'une diode laser pouvait jusqu'à présent être déterminé de deux façons, la première étant une simulation des équations bilans de la diode laser perturbée par la présence d'une cible [27]. Cette méthode donne des résultats satisfaisants mais il est intéressant de pouvoir utiliser une expression analytique plus simple. Jusqu'à présent, le modèle analytique décrit par [28] donnait de bons résultats pour déterminer des largeurs de raie dans le cas d'une rétroinjection très faible. Cependant, pour les applications du self-mixing pour lesquelles le coefficient de couplage C est proche de l'unité, ce modèle est insuffisant.

Nous allons donc introduire une nouvelle expression analytique de la largeur de raie spectrale d'une diode laser en présence d'une cible, valable dans les conditions d'utilisation des capteurs par self-mixing.

La forme de la densité spectrale de puissance d'une diode laser dans les conditions du self-mixing est identique à celle d'une diode laser isolée. On trouve de nouveau par une démarche équivalente une forme lorentzienne avec des paramètres similaires [1-2]. En revanche, la largeur à mi-hauteur de cette densité spectrale varie avec les caractéristiques de l'onde lumineuse rétroinjectée dans la cavité laser.

La densité spectrale de puissance s'exprime par :

$$P_s(\nu) = K \frac{2}{\pi \delta \nu} \frac{\langle S \rangle}{1 + \left(\frac{\nu - \langle \nu \rangle}{\frac{\delta \nu}{2}} \right)^2} \quad \text{(III-28)}$$

3.1 RESULTATS THEORIQUES

L'obtention de la largeur de raie spectrale s'effectue comme précédemment en calculant la transformée de Fourier puis la densité spectrale de la déviation de phase à partir des équations bilans modifiées d'une diode laser en présence d'une cible . De la même façon, le système d'équations bilans modifiées est linéarisé. On effectue ensuite la transformée de Fourier de ce système et on exprime la transformée de Fourier de la déviation de phase en fonction des transformées de Fourier des forces de Langevin qui sont, elles, connues. La linéarisation du système d'équations bilans modifiées peut s'écrire [1][26] :

$$\begin{cases} (1 + a_1) \delta \dot{S} + 2 a_2 \langle S \rangle \delta \dot{\phi} = - \frac{R_{sp} \delta S}{\langle S \rangle} + \langle S \rangle \frac{dG}{dN} \delta N + F_s \\ \delta \dot{\phi} (1 + a_1) - \frac{a_2}{2 \langle S \rangle} \delta \dot{S} = \frac{1}{2} \alpha \frac{dG}{dN} \delta N + F_\phi \\ \delta \dot{N} = -\Gamma_n N(t) - \langle G \rangle S(t) + F_N \end{cases} \quad \text{(III-29)}$$

avec :

$$\begin{aligned}
 a_1 &= \kappa_{ext} \tau_D \langle \cos(\omega_{th} \tau_D + \delta\phi) \rangle, \\
 a_2 &= \kappa_{ext} \tau_D \langle \sin(\omega_{th} \tau_D + \delta\phi) \rangle, \\
 \Gamma_n &= \frac{1}{\tau_s} + \langle S \rangle \frac{dG}{dN}
 \end{aligned}$$

Sans cible, $a_1 = a_2 = 0$ et on retrouve les équations linéarisées classiques de la diode laser isolée. Les coefficients a_1 et a_2 peuvent s'écrire de façon plus explicite[1][29]:

$$\begin{cases}
 a_1 = K \tau_D \exp\left(-\frac{|\tau_D|}{2} W_{\delta\phi}\right) \cos(\langle \omega \rangle \tau_D) \\
 a_2 = K \tau_D \exp\left(-\frac{|\tau_D|}{2} W_{\delta\phi}\right) \sin(\langle \omega \rangle \tau_D)
 \end{cases} \quad \text{(III-30)}$$

Agrawal [9], dans un travail similaire a certainement considéré une cible située à une distance faible. Dans ce cas, l'exponentielle apparaissant dans chacun des termes a_1 et a_2 peut être considérée comme proche de l'unité. Cependant, cette approximation n'est plus valable lorsque la distance laser - cible devient plus importante.

Pour les applications métrologiques du self-mixing, la distance laser - cible peut atteindre plusieurs mètres. Il faut donc tenir compte de l'effet des exponentielles dans les expressions de a_1 et a_2 . La transformée de Fourier de la déviation de phase $\delta\dot{\phi}$ peut s'écrire en fonction des transformées de Fourier des forces de Langevin :

$$TF[\delta\dot{\phi}] = \frac{1}{\Omega} [A_N F_n(\omega) + A_\phi F_\phi(\omega) + A_S F_S(\omega) + \gamma] \quad \text{(III-31)}$$

avec :

$$A_N = \frac{a_2}{2} j\omega\tau_s - \frac{\alpha}{2} \frac{\left(\frac{dG}{dN}\right)^2 \langle S \rangle G_{th}}{j\omega + \Gamma_n},$$

$$A_\phi = (j\omega + \Gamma_n) j\omega(1 + a_1) + \frac{R_{sp}}{\langle S \rangle_1} (j\omega + \Gamma_n) + \frac{dG}{dN} G_{th} \langle S \rangle,$$

$$A_S = a_2 j \frac{\omega}{2 \langle S \rangle} (j\omega + \Gamma_n) - \frac{\alpha}{2} G_{th} \frac{dG}{dN},$$

$$\gamma = \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{dG}{dN} A_\phi \frac{1}{j\omega + \Gamma_n},$$

$$\Omega = (1 + a_1) A_\phi + a_2^2 j\omega(j\omega + \Gamma_n) - \alpha G_{th} \frac{dG}{dN} a_2 < S >$$

La largeur de raie spectrale est calculée lorsque $\omega \rightarrow 0$ (modulation basse fréquence), et en négligeant la force de Langevin associée à la densité de porteurs. On note de plus que [26] :

$$\frac{R_{sp}}{< S >} \Gamma_n \ll \frac{dG}{dn} G_{th} < S >$$

$$\frac{dG}{dn} \ll \Gamma_n$$

On obtient pour la transformée de Fourier de $\delta \dot{\phi}(t)$:

$$TF[\delta \dot{\phi}] = \frac{TF[F_\phi] - \frac{\alpha}{2 < S >} TF[F_S]}{1 + a_1 - \alpha a_2} \quad \text{(III-32)}$$

La transformée de Fourier des forces de Langevin se calcule avec [26] :

$$F_N \otimes F_N = 2 < S > R_{sp}$$

$$F_\phi \otimes F_\phi = \frac{R_{sp}}{2 < S >}$$

Enfin, nous en déduisons la largeur spectrale de la diode laser avec cible :

$$\delta \nu = \frac{\delta \nu_0}{[1 + C \cdot \exp(-\pi \delta \nu \tau_D) \cdot \cos(< \omega > \tau_D + \arctan \alpha)]^2} \quad \text{(III-33)}$$

avec $\delta \nu_0$ la largeur de raie spectrale de la diode laser sans cible.

Comme prévu, on observe que la largeur de raie de la diode laser en présence d'une cible varie avec la phase et l'amplitude de l'onde lumineuse rétrodiffusée par la cible. Pour les applications pratiques de ce résultat, il est intéressant de déterminer les valeurs extrêmes de la relation (III-33).

3.2 ANALYSE DU RESULTAT THEORIQUE

La nouvelle expression de la largeur de raie spectrale de la diode laser avec cible présente des valeurs extrêmes données par:

$$\delta\nu = \frac{\delta\nu_o}{[1 \pm C \exp(-\pi\delta\nu\tau_D)]^2} \quad (\text{III-34})$$

Lorsque la distance laser - cible est faible, on retrouve bien l'expression classique donnée par Agrawal [26]:

$$\delta\nu = \frac{\delta\nu_o}{[1 + C \cos(\langle \omega \rangle \tau_D + \arctan \alpha)]^2} \quad (\text{III-35})$$

dont les valeurs extrêmes sont données par:

$$\delta\nu_{\max} = \frac{\delta\nu_o}{[1 - C]^2}, \quad \delta\nu_{\min} = \frac{\delta\nu_o}{[1 + C]^2} \quad (\text{III-36})$$

La figure III-3 montre le résultat d'une simulation des équations bilans effectuée par Shunck et Petermann [27], la courbe obtenue en utilisant l'équation (III-36), et enfin la courbe obtenue avec la nouvelle formule analytique (III-34). Sur cette figure, C varie de 0 à 1, pour chacune des valeurs de C le maximum et le minimum de la largeur spectrale de la raie sont obtenus en déplaçant très légèrement la cible. Pour les petits déplacements entre un maximum et un minimum consécutif, on peut considérer que C reste constant.

On observe que la nouvelle expression théorique (III-34) est nettement plus précise que l'ancienne (III-36) lorsqu'on la compare au résultat de simulation des équations bilans. Ceci est d'autant plus vrai quand C augmente. Il reste, pour valider l'utilisation de la nouvelle expression (III-34), à confirmer ce travail théorique par des résultats expérimentaux.

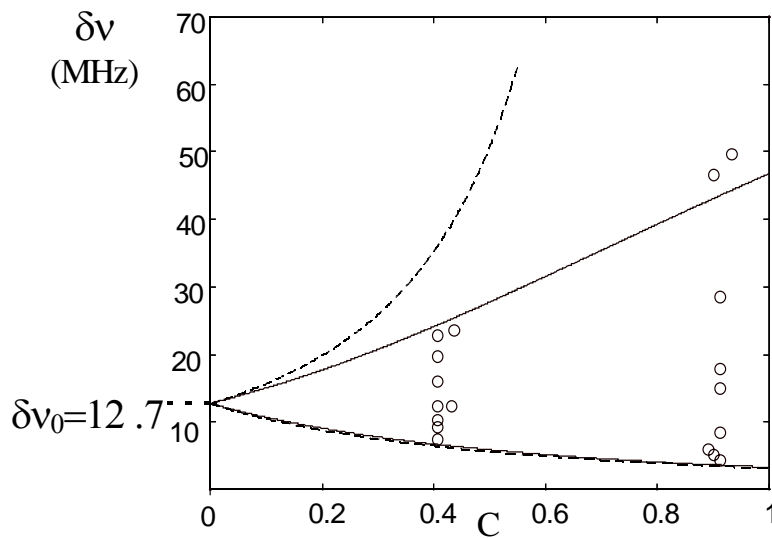


Figure III-3 Résultats théoriques : En trait pointillé la relation III-36 - En trait continu la relation III-35 - Les points cerclés représente la simulation des équations bilans.

3.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

La détermination expérimentale de la largeur de raie spectrale des diodes laser peut s'effectuer de plusieurs façons. La méthode la plus courante pour déterminer la longueur de cohérence et donc la largeur de raie spectrale d'une source optique est d'utiliser un interféromètre de Michelson et de déterminer la courbe de visibilité des interférences. Le spectre de la source s'obtient alors par transformée de Fourier de la visibilité. Cette technique a été utilisée pour les diodes lasers [30-31] mais reste difficile à mettre en œuvre car les diodes lasers peuvent avoir une longueur de cohérence de plusieurs mètres.

Une deuxième méthode, sans doute la plus précise, consiste à faire un montage de self-hétérodynage et convient très bien notamment pour déterminer des largeurs de raie très fines [32-34].

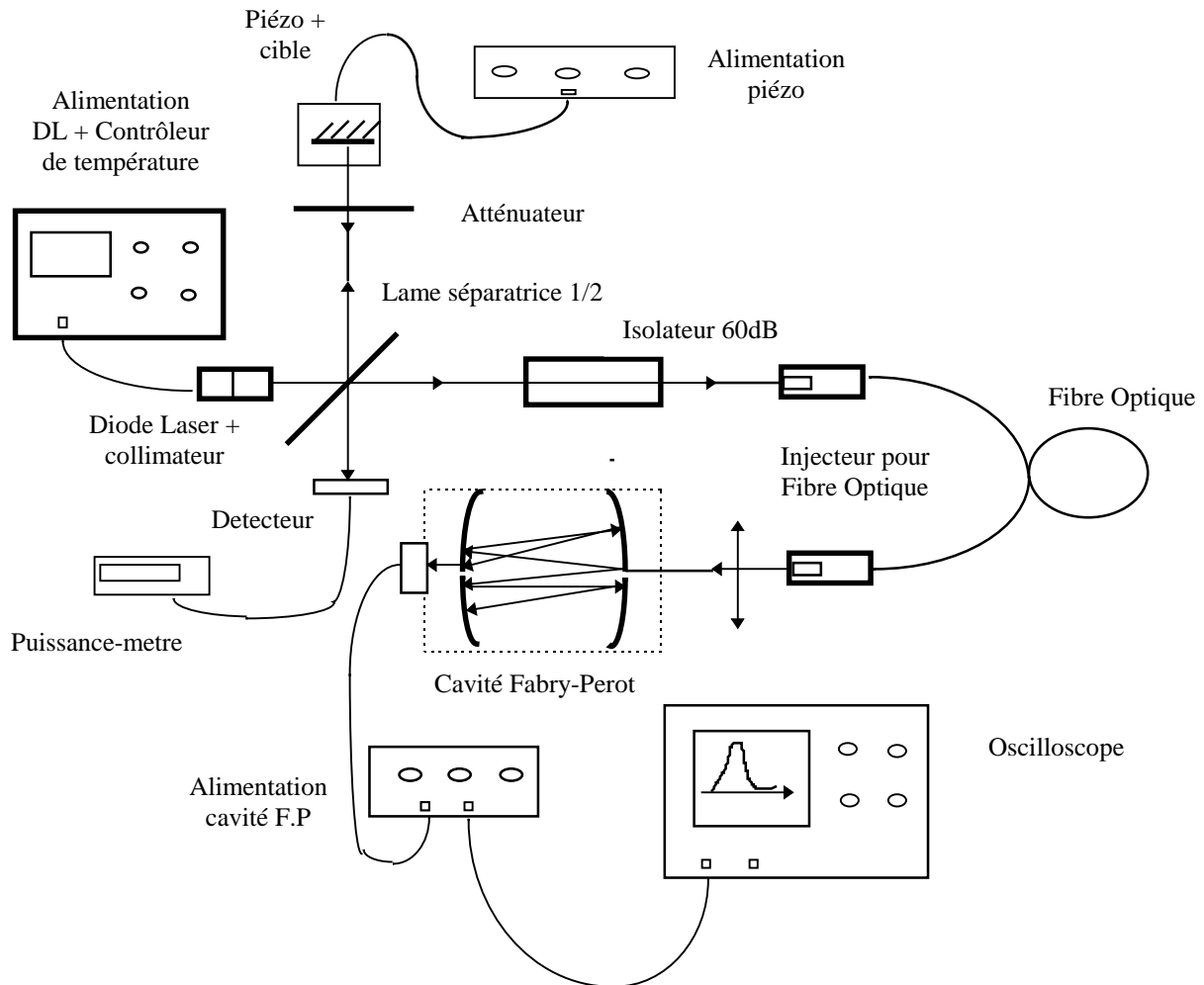


Figure III-4 Dispositif expérimental de la mesure de largeur de raie spectrale d'une diode laser avec une faible contre-réaction optique

Enfin, la méthode que nous avons choisie consiste à utiliser une cavité Fabry-Perot possédant une résolution compatible avec les largeurs de raie que nous avons à mesurer [29].

Le dispositif expérimental mis en place pour mesurer les valeurs extrêmes de la largeur de raie lorsque le coefficient de couplage C varie est représenté sur la figure III-4.

La diode laser émet un faisceau vers une cible qui se trouve à une distance donnée fixe. Un atténuateur placé devant la cible permet de contrôler le coefficient de réflexion de la cible, et donc permet de moduler C de 0 à 1. L'onde réfléchi par la cible est séparée en deux ondes par une lame semi-réfléchissante afin de contrôler le niveau de puissance réinjectée dans la cavité laser. Cette même lame semi-réfléchissante est utilisée pour injecter une partie de l'onde incidente vers un analyseur de spectre qui est en fait une cavité confocale Fabry-Perot dont la résolution spectrale est de 600KHz. Nous remarquons que les diodes lasers Fabry-Perot

classiques testées ont une largeur de raie de l'ordre de 20MHz. Enfin, la diode laser doit être très bien isolée de toutes réflexions parasites, notamment issues de la cavité Fabry-Perot. Une isolation proche de 60 dB est requise, en particulier lorsque C est proche de l'unité.

La figure III-5 représente les résultats expérimentaux obtenus par rapport aux résultats théoriques utilisant la relation (III-34). La courbe en pointillés représente la formule classiquement utilisée (III-36) que l'on a cessé de représenter pour $C > 0.7$, la largeur de raie spectrale devenant théoriquement infinie pour $C=1$! La courbe en trait continu représente la nouvelle expression (III-34) de la largeur de raie spectrale. Les deux relations théoriques correspondent pour les valeurs extrêmes minimales de la largeur de raie. En revanche, concernant les valeurs extrêmes maximums, les valeurs données par la relation III-36 sont très peu réalistes par rapport à celles données par la relation III-34, notamment lorsque C augmente.

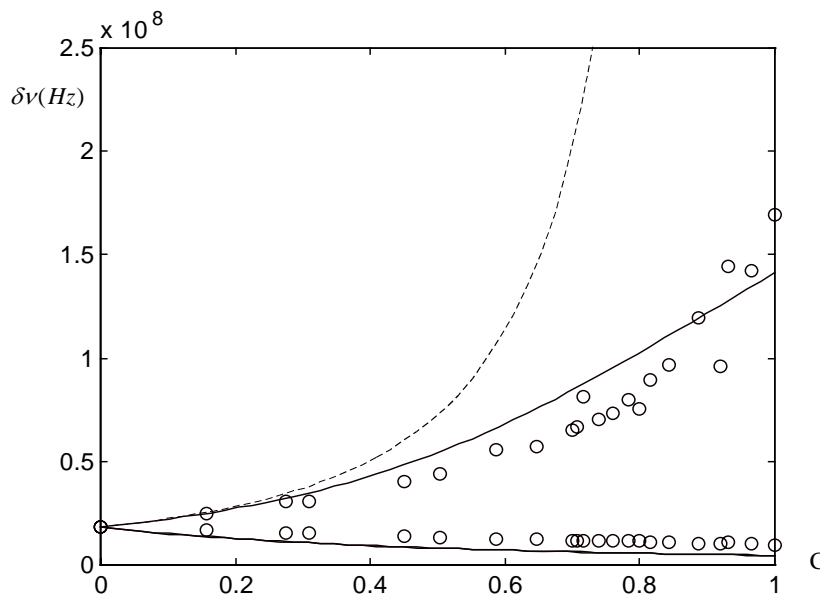


Figure III-5 Résultats expérimentaux : En trait pointillé la relation (III-36) - En trait continu la relation (III-34) - Les points cerclés représente les mesures expérimentales effectuées. $\tau_D=1\text{ns}$

Nous pouvons donc conclure que la nouvelle expression analytique pour déterminer la largeur de raie spectrale d'une diode laser soumise à une faible rétroinjection optique est valide. Elle pourra donc être utilisée pour étudier la limite de portée des capteurs par self-mixing d'une part, et aussi pour définir les longueurs de cohérence maximales et minimales de la diode laser en présence d'une cible.

4. LIMITE DE PORTEE DES CAPTEURS

Pour déterminer la limite de portée des capteurs par self-mixing, nous allons calculer la visibilité des interférences par self-mixing. Nous rappelons que la visibilité réelle s'écrit :

$$V_r(\tau_D) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Pour obtenir son expression, nous devons résoudre le système d'équations :

$$\begin{cases} \delta\nu = \frac{\delta\nu_o}{[1 + C \cdot \exp(-\pi\delta\nu\tau_D) \cdot \cos(\langle \omega \rangle \tau_D + \arctg \alpha)]^2} \\ I_1 = I_0(1 + m \cos(2\pi\nu\tau_D)) \\ 2\pi(\nu - \nu_{th}) + \frac{1}{\tau_D} C e^{-\pi\delta\nu\tau_D} \cos(2\pi\nu\tau_D + \arctg \alpha) = 0 \end{cases} \quad (\text{III-37})$$

Nous remarquons que dans l'expression implicite de la fréquence optique en présence d'une cible, on a de la même façon tenu compte d'une largeur de raie spectrale de la source [1]. Cette nouvelle expression est elle aussi déterminée à partir de la linéarisation des équations bilans avec cible. Ces trois expressions nous ont amené à introduire un coefficient de couplage effectif C' défini par :

$$C' = C \exp(-\pi\delta\nu\tau_D) \quad (\text{III-38})$$

La figure III-6 représente différentes courbes de visibilité des interférences par self-mixing, en considérant une diode laser ayant une largeur de raie spectrale sans cible de 12,7 MHz, et pour différents coefficients de couplage $C = 1 ; 0.5$ et 0 . Lorsque $C = 0$, on retrouve la courbe classique des interférences de type Michelson traditionnellement utilisée pour déterminer la longueur de cohérence de la source. On observe que la portée maximale limitée par le contraste des interférences par self-mixing est supérieure à la limite de portée d'interférences classiques. Cette visibilité est d'autant meilleure que C est proche de l'unité. Pour la diode laser utilisée et

dans des conditions optimales du self-mixing (C proche de 1), le phénomène est visible et détectable pour une distance séparant la diode laser de la cible atteignant 4,5 mètres.

Les résultats obtenus sont en accord avec les résultats expérimentaux décrits précédemment, dans lesquels le phénomène de self-mixing était observé au delà de la longueur de cohérence du laser seul [35]. La limite de portée des capteurs due à la cohérence temporelle du laser est donc supérieure à la longueur de cohérence de la source seule. Elle doit être déterminée à l'aide du système d'équations III-37 pour chaque source utilisée [36].

Il est à présent intéressant de déterminer le domaine de validité de la nouvelle expression théorique III-33 déterminant la largeur de raie spectrale à mi-hauteur d'une diode laser en présence d'une cible. En particulier, nous allons déterminer le domaine de validité en fonction du coefficient C pour lequel la relation est applicable.

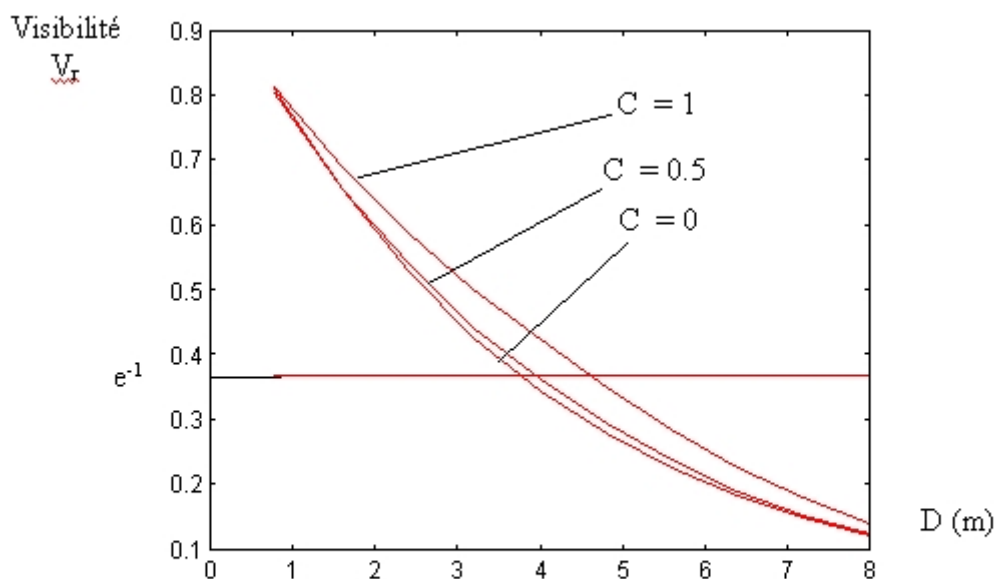


Figure III-6 Courbes de visibilité des interférences par self mixing pour différents coefficients C

5. DOMAINE DE VALIDITE DES NOUVELLES EXPRESSIONS

Les nouvelles expressions pour la largeur de raie spectrale et la fréquence d'émission d'une diode laser en présence d'une cible vont à présent être discutées. Il est en effet intéressant de définir le domaine de validité de la nouvelle expression analytique de la largeur de raie spectrale d'une diode laser en présence d'une cible en fonction du coefficient de couplage C . L'étude et les résultats présentés au paragraphe précédent sont limités au cas $C \leq 1$. Cette hypothétique situation est généralement valable pour les applications du self-mixing, notamment lorsque l'on travaille sur des cibles diffusantes. Il est de plus possible de contrôler le coefficient C en gérant la fraction de l'onde lumineuse rétrodiffusée vers la cavité laser, à l'aide d'un atténuateur optique par exemple, et de s'assurer que le système reste bien dans les conditions $C \leq 1$.

Cependant, il est intéressant pour certaines applications (vibrométrie par exemple) de travailler avec un coefficient C plus important ($1 < C < 4.7$) pour la lisibilité et le traitement du signal associé au phénomène. Nous rappelons de plus que Donati [14] a montré que le phénomène de self-mixing était exploitable sans ambiguïté jusqu'à $C = 4.7$. Qu'en est-il du comportement de la largeur de raie spectrale de la diode laser dans ce cas ? La nouvelle expression analytique est elle toujours applicable ?

Comme on l'a montré au chapitre II, lorsque $C > 1$, la diode devient multimode mais n'opère que sur un seul mode à la fois. La sélection du mode lasant s'effectue non pas par le gain de chacun des modes possibles, mais par la largeur de raie spectrale [2][4]. Le mode ayant la largeur de raie spectrale la plus petite sera sélectionné. La figure III-7 illustre une simulation de l'expression III-34 en tenant compte du mode de sélection et en utilisant l'expression de la fréquence optique III-37 pour C variant de 0 à 5, ainsi que les résultats de simulation de Petermann [2].

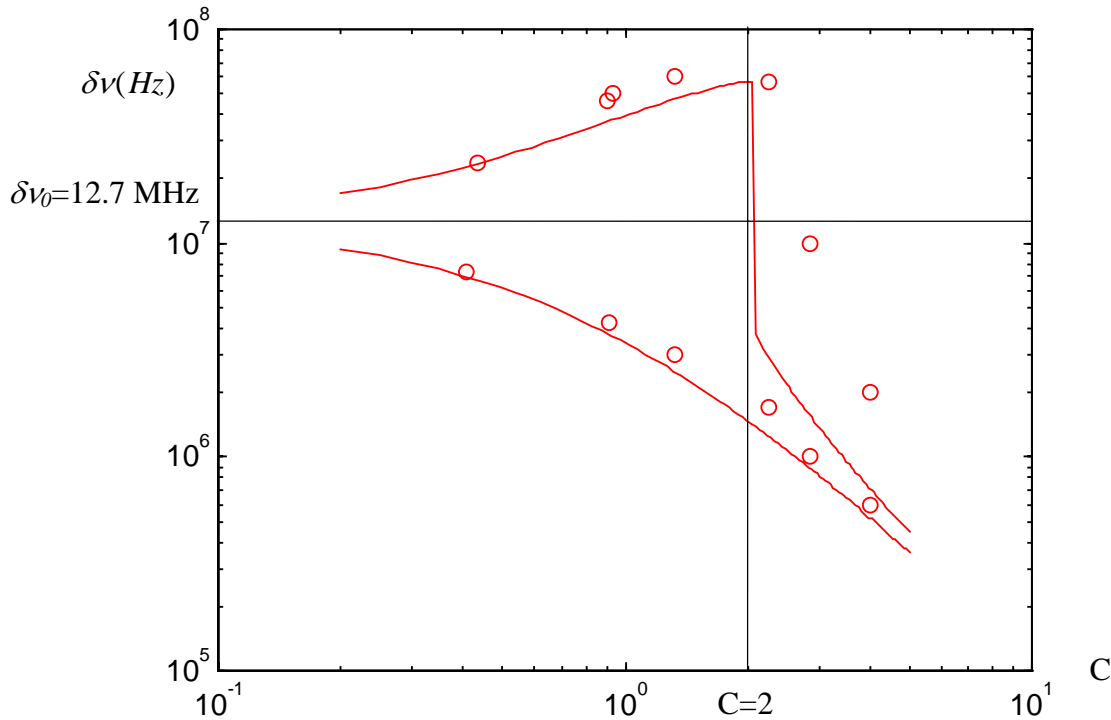


Figure III-7 Représentation de la relation III-34 (trait continu) et des points de simulation de Petermann (cercles) pour C variant de 0 à 5.

On observe que les deux modèles s'accordent bien pour la majeure partie de la courbe. Mais cependant, autour de $C = 2$ dans notre exemple, l'expression analytique met en évidence un changement brusque de comportement alors que les simulations traduisent un comportement plus continu de la largeur de raie spectrale. Cette valeur de C correspond en fait à $C' = 1$, et au passage multimode de la diode. Cette zone de fonctionnement a été observée expérimentalement comme étant très instable et pour une région très étroite des valeurs de C . Il est probable que les conditions théoriques de sélection du mode lasant soit trop simples pour mettre en évidence l'ensemble des phénomènes mis en jeu dans cette situation. Cependant, cette zone étant particulièrement instable, nous ne l'avons jamais observée pendant une application métrologique du self-mixing. On peut considérer que la diode laser ne fonctionne jamais dans cette condition de forte instabilité.

La figure III-7 montre que pour $C > 3$, les largeurs de raie minimum et maximum deviennent de plus en plus fines et proches pour ne faire qu'une pour $C > 5$. La visibilité des interférences par self-mixing sera donc de moins en moins limitée par la longueur de cohérence à mesure que C

grandira. Un coefficient $C = 4$ donne théoriquement pour la diode simulée précédemment, la possibilité d'observer des interférences jusqu'à $D = 10$ mètres, soit 2 fois la longueur de cohérence de la source sans cible. Au delà de $C = 5$, on sort du cadre général des hypothèses du self-mixing et les expressions théoriques ne peuvent plus être utilisées. On rappelle de plus que la limite pour le self-mixing est $C=4.7$, car cela correspond au cas où la diode laser devient multimode avec 5 modes possibles d'oscillation. Le mode de sélection parmi ces 5 modes reste inchangé mais les changements de mode lasants sont difficilement prévisibles, ce qui rend l'exploitation des signaux de self-mixing arbitraire.

6. CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons déterminé une expression analytique de la largeur de raie spectrale à mi-hauteur d'une diode laser en présence d'une cible. Nous avons montré que cette expression pouvait être utilisée pour calculer la visibilité des interférences par self-mixing et ainsi déterminer la limite de portée des capteurs par self-mixing. On observe que pour les diodes lasers Fabry-Perot classiquement utilisées, la limite de portée des capteurs est au minimum égale à 5 mètres, dépendant des configurations expérimentales choisies (coefficient C). Au delà de cette distance, le self-mixing peut encore être observé mais le traitement du signal associé devient de plus en plus difficile à réaliser.

Enfin, la limite de portée des capteurs utilisant des sources avec des largeurs de raie très faibles sera imposée par la fraction d'onde lumineuse rétrodiffusée plutôt que par la cohérence de la source. L'utilisation d'une diode laser ayant une largeur de raie spectrale de 1 MHz permet, dans le cas où nous asservissons C à 1, d'obtenir une bonne visibilité théorique pour une distance supérieure à 50 mètres ! La portée maximale des capteurs est alors déterminée par la fraction d'onde rétrodiffusée et le traitement du signal associé.

CHAPITRE IV - ETUDE THEORIQUE

SEMI-CLASSIQUE DU GAIN DANS LES

LASERS A SEMICONDUCTEURS

1. INTRODUCTION

Le phénomène de self-mixing appliqué à la mesure de distance ou de déplacement nécessite la maîtrise du comportement spectral des sources lasers utilisées. En effet, les capteurs utilisant les interférences par self-mixing sont des dispositifs de mesure cohérents pour lesquels la longueur d'onde de la source optique utilisée doit être parfaitement connue et contrôlée. Comme pour tous les dispositifs interférométriques de mesure, deux conditions principales liées à la source employée doivent être remplies :

- La largeur de raie spectrale (longueur de cohérence) de la source laser en présence d'une cible doit être compatible avec les ordres de grandeurs des distances à mesurer.
- La diode laser doit être monomode avec un bon taux d'extinction des modes latéraux, et être stable en longueur d'onde (pas de saut de mode).

La première condition a été discutée au chapitre précédent. On retiendra que le phénomène de self-mixing permet d'obtenir des interférences visibles au delà de la longueur de cohérence de la diode laser seule.

La seconde condition concerne la stabilité modale avec et sans cible. Elle est discutée dans ce chapitre et le suivant. Nous nous intéressons aux diodes lasers usuelles de type Fabry-Perot qui sont classiquement utilisées dans les applications capteurs pour leur facilité d'emploi et leur

faible coût. La longueur d'onde ainsi que les conditions d'utilisation optimales sont déterminées pour le self-mixing.

Une théorie décrivant le comportement des lasers à semiconducteurs plus précise qu'au premier chapitre est présentée dans le but de comprendre et prédire les caractéristiques spectrales de ces lasers. En effet, les phénomènes de fluctuations spectrales observés expérimentalement [37-39] tels que les sauts de mode, les battements entre modes et la stabilité du mode fondamental ne peuvent être expliqués par les équations bilans classiques présentées au premier chapitre. Il convient de définir une théorie plus précise, notamment concernant le gain, pour expliquer ces phénomènes. La démarche de notre travail est la suivante [5][40]:

- 1) Analyse de l'onde électromagnétique dans la cavité laser à l'aide des équations de Maxwell. Ce travail constitue l'analyse dite classique et a été traitée au chapitre I.
- 2) Analyse de l'amplification de la lumière dans la cavité laser (gain laser). Cette partie de l'étude est qualifiée de quantique, puisqu'elle s'attache à décrire le comportement des électrons de façon quantique. Cette étude, qui nous permet de déterminer le gain de façon précise, est traitée dans ce chapitre.
- 3) Résolution des équations caractéristiques du laser relatives à la densité de porteurs et au champ électrique. Cette étude nous permet de déterminer le comportement spectral de la diode laser dans les conditions normales d'utilisation et en présence d'une cible.

Les résultats de cette étude seront présentés dans le prochain chapitre.

La méthode utilisée est dite semi-classique car elle fait appel à la fois aux équations classiques de Maxwell développées au chapitre I et au formalisme de la matrice densité issu de la mécanique quantique, présenté dans ce chapitre. Soulignons qu'une théorie quantique complète est aussi possible, mais elle est beaucoup plus complexe et rend l'interprétation physique de certains résultats mathématiques difficile [5]. De plus, l'approche semi-classique que nous abordons ici donne des résultats satisfaisants concernant le comportement spectral.

Enfin, notons que dans le chapitre VI, nous présenterons des sources lasers moins courantes souvent dédiées aux télécommunications, telles que les diodes DFB ou les diodes multiélectrodes DBR. Nous discuterons de leurs avantages potentiels pour les applications du self-mixing.

2. NOTIONS DE MECANIQUE QUANTIQUE - INTRODUCTION DE LA MATRICE DENSITE

Le formalisme de la matrice densité a été employé très tôt pour étudier théoriquement le comportement des lasers [40]. Pour les lasers à semiconducteurs, cette théorie a été utilisée pour comprendre les phénomènes non linéaires observés expérimentalement [45-51]. Cette démarche permet en effet d'expliquer les phénomènes de suppression de gain et d'hystérésis dans les sauts de modes observés expérimentalement, et qui n'étaient jusqu'alors interprétés que phénoménologiquement. La méthode revient à étudier la polarisation macroscopique dans le milieu semiconducteur qui est à l'origine du gain laser. Rappelons que dans le chapitre I, nous avons supposé que le gain était linéaire avec la densité de porteurs. Cette approximation n'est en réalité pas exacte. L'étude de la polarisation macroscopique nous amènera à définir différents termes de gain nécessaires à la compréhension du comportement spectral des diodes lasers.

L'obtention d'informations sur la polarisation nécessite une étude plus précise du comportement des électrons dans les semiconducteurs. A cette échelle microscopique, seule la mécanique quantique permet d'obtenir des résultats satisfaisants. Nous introduisons donc quelques notions importantes nécessaires à la compréhension de notre étude.

2.1 FONCTION D'ONDE - EQUATION DE SCHRÖDINGER

Nous nous intéressons à la description du comportement d'un électron dans le matériau semiconducteur. Pour cela, nous faisons appel aux outils de la mécanique quantique, qui associe

à toute particule une fonction d'onde $\Psi(\vec{r}, t)$ décrivant dans notre cas l'état dynamique de l'électron considéré (dualité onde-corpuscule) [41].

La mécanique quantique nous apprend que nous ne pouvons localiser dans l'espace cet électron de façon certaine, c'est pourquoi nous devons traiter ce problème de façon statistique. Introduisons tout d'abord la probabilité $dP(\vec{r}, t)$ de trouver l'électron à la date t dans un volume dV . Nous posons à présent le postulat [41] : *La probabilité de présence de l'électron est d'autant plus forte en un point que l'intensité de l'onde associée à l'électron en ce point est importante.*

Cette hypothèse peut qualitativement être affirmée en considérant les expériences fondamentales exposées par Feynman [42] dans son cours sur la mécanique quantique. En particulier, l'expérience des trous d'Young (figure IV-1).

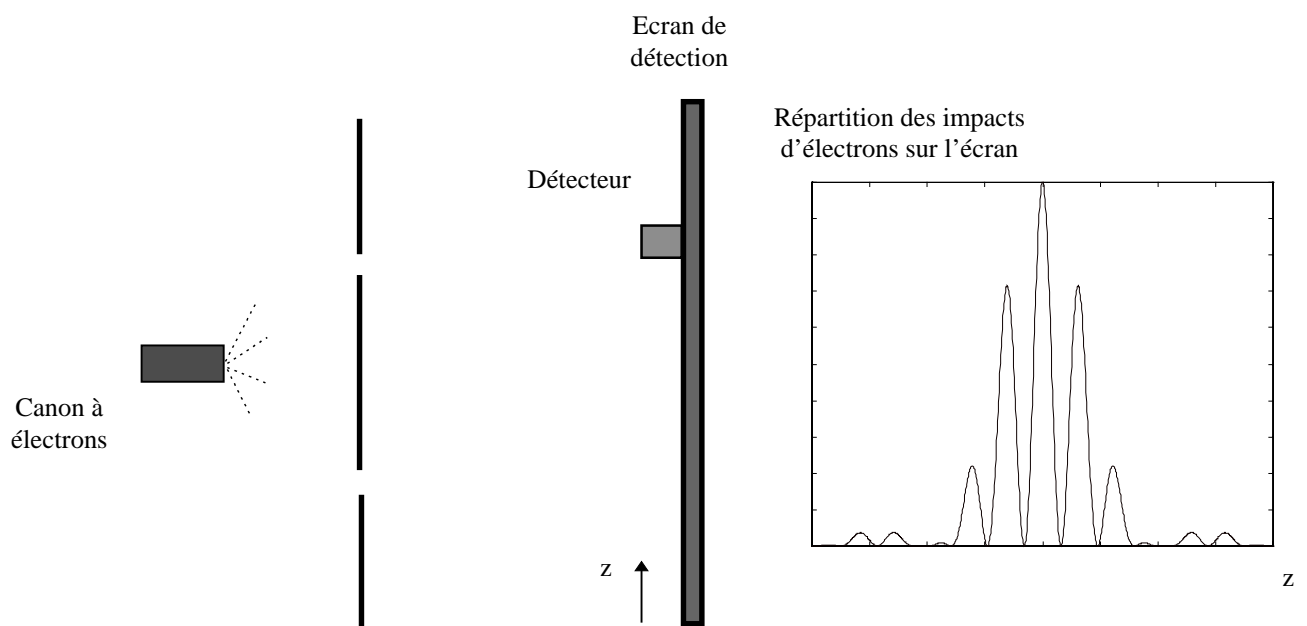


Figure IV-1 Expérience des trous d'Young

Un canon à électrons est placé devant une plaque opaque percée uniquement de deux trous de passage. On détecte dans un plan parallèle à la plaque la répartition des électrons qui sont passés à travers les deux trous. On observe une distribution interférométrique (similaire à des interférences optiques générées par des fentes d'Young). L'électron se comporte alors comme

une onde dont les maxima (resp. les minima) de son intensité permettent de localiser les endroits où il a le plus de chances (resp. le moins de chances) de se trouver sur l'écran de détection. Or l'intensité d'une onde est proportionnelle au carré de son module. On peut donc écrire :

$$dP(\vec{r}, t) = K. \Psi(\vec{r}, t). \Psi^*(\vec{r}, t) dV(\vec{r}) \quad (\text{IV-1})$$

En normalisant la fonction Ψ (on prend $K=1$), on obtient la relation importante [41] :

$$\int_{\text{espace}} \Psi. \Psi^* dV = 1 \quad (\text{IV-2})$$

La probabilité de présence d'un électron s'exprime donc clairement par le module au carré de la fonction d'onde. Le terme $|\Psi(\vec{r}, t)|$ est appelé amplitude de probabilité de trouver l'électron à la position \vec{r} à un instant donné. De plus, la valeur moyenne de la position de l'électron s'exprime par:

$$\langle \vec{r} \rangle = \int_{\text{espace}} \vec{r} |\Psi(\vec{r}, t)|^2 d^3V \quad (\text{IV-3})$$

Enfin, l'étude d'une particule de masse m_0 soumise à un potentiel V_p s'effectue en utilisant l'équation de Schrödinger à laquelle sa fonction d'onde obéit [4][41-42]:

$$j\hbar \frac{d}{dt} \Psi(\vec{r}, t) = H_A \Psi(\vec{r}, t) \quad (\text{IV-4})$$

avec \hbar la constante de Planck réduite et H_A l'Hamiltonien du système défini par :

$$H_A = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V_p(\vec{r}) \quad (\text{IV-5})$$

L'Hamiltonien caractérise toutes les énergies interagissant sur l'électron (cinétique et potentielle).

2.2 NOTATION DE DIRAC

La mécanique quantique permet donc d'obtenir des informations relatives à des amplitudes de probabilité ainsi qu'à des probabilités. Lorsqu'on étudie un système quantique dépendant de plusieurs variables, on décrit chacun des états possibles du système par une fonction d'onde $\Psi(n_1, \dots, n_N)$ fonction de N variables. La probabilité pour que ce système passe d'un état à un autre peut s'écrire de façon condensée en utilisant la notation de Dirac : $\langle \Psi_2 | \Psi_1 \rangle$, qui s'exprime [42] : « L'amplitude de probabilité pour qu'un système passe d'un état Ψ_1 à un état Ψ_2 ».

La probabilité pour qu'un système passe d'un état Ψ_1 à un état Ψ_2 s'écrit donc : $\{ \langle \Psi_2 | \Psi_1 \rangle \}^2$.

2.3 ECRITURE DANS L'ESPACE DE HILBERT

A présent, nous définissons un espace vectoriel complexe appelé espace de Hilbert, dans lequel on définit le produit scalaire Hermitien par [43]:

$$\langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle = \int \dots \int_{n_1 \dots n_N} \Psi_2^*(n_1, \dots, n_N) \Psi_1(n_1, \dots, n_N) dn_1 \dots dn_N \quad (\text{IV-6})$$

On remarque que ce produit scalaire représente aussi l'amplitude de probabilité de passer d'un état à un autre.

Dans l'espace vectoriel de Hilbert, on appelle $\langle \Psi |$ un vecteur *bra* et $|\Psi \rangle$ un vecteur *ket*.

On définit \hat{A} , opérateur agissant sur les vecteurs (comparable à une matrice dans un espace vectoriel classique) :

$$|\Psi_1 \rangle = \hat{A} |\Psi \rangle, \text{ opérateur qui s'applique au vecteur } |\Psi \rangle.$$

Le produit scalaire incluant l'opérateur s'écrit :

$$\langle \Psi_1 | \hat{A} | \Psi_2 \rangle = \int \dots \int_{n_1 \dots n_N} \Psi_2^* \hat{A} \Psi_1 dn_1 \dots dn_N \quad (\text{IV-9})$$

De la même façon que dans un espace vectoriel classique, on définit les états propres (vecteurs propres) et les valeurs propres pour l'opérateur \hat{A} :

$$\hat{A}|\Psi_l\rangle = l_a|\Psi_l\rangle, \text{ avec } |\Psi_l\rangle \text{ un état propre et } l_a \text{ une valeur propre.}$$

On peut trouver une base de vecteurs propres tels que :

$$\langle n|m\rangle = \delta \quad (\text{vecteurs orthonormés})$$

$$|\Psi\rangle = \sum_n C_n |n\rangle \quad \text{avec } C_n = \langle n|\Psi\rangle, \text{ projection de } |\Psi\rangle \text{ sur } |n\rangle$$

$$\langle\Psi| = \sum_n C_n^* \langle n| \quad \text{avec } C_n^* = \langle\Psi|n\rangle$$

$$\text{On a donc : } \sum_n C_n^2 = 1$$

2.4 LA MATRICE DENSITE

Considérons un électron dont l'état peut être représenté par une fonction d'onde $\Psi(n_1, \dots, n_N)$, et plaçons nous dans l'espace de Hilbert. Chaque état dynamique de l'électron peut être représenté par le vecteur $|\Psi^v\rangle$ avec p_v la probabilité d'être dans cet état parmi tous les états possibles [5]. La probabilité p_v est la probabilité statistique, ou le poids statistique du système. Elle traduit le fait que nous ne connaissons pas exactement la fonction d'onde décrivant les différents états. La fonction d'onde qui représente l'état de l'électron est une fonction de N variables (énergie, position, vitesse, polarisation ...) et obéit à l'équation de Schrödinger.

Nous introduisons à présent un opérateur \hat{A} que l'on applique au vecteur $|\Psi^v\rangle$. \hat{A} sera plus tard interprété comme une observable de la fonction d'onde (par exemple un outil de mesure pour localiser l'électron sur un des niveaux d'énergie). Dans l'espace de Hilbert, supposons qu'il existe N fonctions d'onde $|\phi_n\rangle$ considérées comme des états propres et N valeurs propres associées. Admettons par ailleurs que ces états forment une base complète de vecteurs

orthonormés (produit scalaire nul) dans l'espace de Hilbert. Tout vecteur s'écrit donc dans cette base :

$$|\Psi^v\rangle = \sum_n C_n^v |\phi_n\rangle$$

Prenons l'exemple d'une mesure \hat{A} concernant les niveaux d'énergie qu'un électron peut occuper dans un matériau. \hat{A} est en fait l'hamiltonien H_e puisque nous cherchons en fait à connaître l'énergie potentielle de l'électron. Chaque état propre de H_e lié à un niveau d'énergie possible de l'électron est obtenu de la façon suivante [43]: *Juste après une mesure \hat{A} (H_e), nous sommes certains de trouver l'électron étudié sur le niveau d'énergie E_n que l'on vient d'identifier.* $|\phi_n\rangle$ est un vecteur fonction d'onde qui représente donc un état particulier du système tel que nous sommes sûrs de trouver l'électron sur le niveau E_n . Nous avons donc :

$$H_e |\phi_n\rangle = E_n |\phi_n\rangle$$

Revenons à l'écriture du vecteur représentant la fonction d'onde: $|\Psi^v\rangle = \sum_n C_n^v |\phi_n\rangle$

Les coefficients C_n^v s'expriment par [43] :

$C_n^v = \langle \phi_n | \Psi^v \rangle$: amplitude de probabilité de passer d'un état $|\Psi^v\rangle$ à un état $|\phi_n\rangle$. La probabilité de trouver un électron sur le niveau E_n s'exprime donc par le carré de cette amplitude de probabilité, soit $\{C_n^v\}^2$.

Remarque : la condition concernant la somme des probabilité est bien vérifiée :

$$\langle \Psi^v | \Psi^v \rangle = 1 \Rightarrow \sum_i \{C_n^v\}^2 = 1$$

Enfin, supposons un opérateur \hat{A} , différent de H_e . Nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \langle \Psi^v | \hat{A} \Psi^v \rangle &= \int \dots \int_{n_1 \dots n_N} \Psi^v \cdot \hat{A} \cdot \Psi^{v*} dn_1 \dots dn_N = \int \dots \int_{n_1 \dots n_N} \sum_m C_m^{v*} \phi_m^* \cdot \hat{A} \cdot \sum_n C_n^v \phi_n \cdot dn_1 \dots dn_N = & \text{(IV-10)} \\ \langle \Psi^v | \hat{A} \Psi^v \rangle &= \sum_m \sum_n C_m^{v*} C_n^v \langle \phi_m | \hat{A} | \phi_n \rangle = \langle A \rangle \end{aligned}$$

Dans le cas particulier où l'opérateur \hat{A} est l'Hamiltonien H_e , les vecteurs de la base $|\phi_n\rangle$ sont des états propres, et on aura donc :

$$\begin{aligned} \langle \Psi^\nu | H_e \Psi^\nu \rangle &= \int \dots \int_{n_1 \dots n_N} \Psi^\nu \cdot H_e \cdot \Psi^{\nu*} \, dn_1 \dots dn_N = \int \dots \int_{n_1 \dots n_N} \sum_m C_m^{\nu*} \phi_m^* \cdot H_e \cdot \sum_n C_n^\nu \phi_n \, dn_1 \dots dn_N \quad (\text{IV-11}) \\ \langle \Psi^\nu | H_e \Psi^\nu \rangle &= \sum_n C_n^{\nu 2} E_n = \langle H_e \rangle \end{aligned}$$

On trouve la valeur moyenne de l'énergie de l'électron.

De la même façon, pour toute observable, nous pouvons exprimer tout vecteur état dans une base formée par ses états propres et ainsi démontrer que [43]:

$$\boxed{\langle \Psi^\nu | \hat{A} | \Psi^\nu \rangle = \langle A \rangle = \sum_n \sum_m C_n^* C_m A_{mn}} \quad (\text{IV-12})$$

Revenons à notre étude qui consiste à localiser un électron sur un niveau d'énergie. La valeur moyenne du niveau d'énergie d'un électron peut être trouvée en prenant la moyenne de l'opérateur \hat{A} appliquée à toutes les fonctions d'ondes $|\Psi^\nu\rangle$ possibles de probabilité p_ν :

$$\begin{aligned} \langle A \rangle &= \sum_\nu p_\nu \langle \Psi^\nu | \hat{A} | \Psi^\nu \rangle = \sum_\nu p_\nu \sum_m \sum_n C_n^{\nu*} C_m^\nu A_{mn} = \quad (\text{IV-13}) \\ &= \sum_n \sum_m \sum_\nu p_\nu C_n^{\nu*} C_m^\nu A_{mn} = \sum_n \sum_m \rho_{nm} A_{mn} \end{aligned}$$

On définit donc la matrice densité ρ qui s'écrit d'une manière générale [5]:

$$\boxed{\rho = \sum_\nu |\Psi^\nu\rangle p_\nu \langle \Psi^\nu|} \quad (\text{IV-14})$$

Il vient donc l'expression de la valeur moyenne d'un observable en fonction de la matrice densité :

$$\langle A \rangle = \sum_n \sum_m \rho_{nm} A_{nm} = \text{Tr}(\rho \cdot A) \quad (\text{IV-15})$$

Les éléments de la matrice densité s'expriment de la façon suivante [5]:

- $\rho_{nn} = \sum_{\nu} p_{\nu} \{C_n^{\nu}\}^2 =$ probabilité de présence de l'électron sur le niveau E_n incluant la probabilité statistique et la probabilité quantique.
- $\rho_{nm} = \sum_{\nu} p_{\nu} C_n^{\nu*} C_m^{\nu} \Rightarrow$ Cette expression est un terme de cohérence. C_n^{ν} et C_m^{ν} sont chacun liés aux états $|\phi_n\rangle$ et $|\phi_m\rangle$ (nous rappelons que ces états sont définis tels qu'il est certain que l'électron soit sur le niveau d'énergie E_n ou E_m). Ce sont des complexes. Si leur différence de phase varie aléatoirement pour tous les états possibles ν , alors les termes ρ_{nm} sont nuls. En revanche si la différence de phase entre C_n^{ν} et C_m^{ν} ne varie pas aléatoirement, c'est à dire que les électrons sur les niveaux E_n et E_m décrits par les vecteurs $|\phi_n\rangle$ et $|\phi_m\rangle$ possèdent un certain degré de corrélation lorsqu'ils sont soumis à une perturbation, alors les termes de cohérence ρ_{nm} sont non nuls.

3. EQUATION DE MOUVEMENT DE LA MATRICE DENSITE

L'équation de mouvement de la matrice densité est déterminée à partir de l'équation de Schrödinger. Celle-ci peut se réécrire:

$$j\hbar \frac{d}{dt} |\Psi^{\nu}\rangle = H_A |\Psi^{\nu}\rangle \tag{IV-16}$$

De plus, en prenant le conjugué de cette équation, on obtient:

$$j\hbar \frac{d}{dt} \langle \Psi^{\nu} | = H_A \langle \Psi^{\nu} | \tag{IV-17}$$

En prenant la dérivée de l'expression de la matrice densité IV-14, nous obtenons l'équation d'évolution de la matrice densité [5]:

$$\boxed{\frac{d\rho}{dt} = \frac{(H_A\rho - \rho H_A)}{j\hbar} = \frac{[H_A, \rho]}{j\hbar}} \quad (\text{IV-18})$$

Avec [.,.] un commutateur et H_A l'hamiltonien du système complet traduisant toutes les énergies interagissant dans le système :

$$H_A = H_e + H_c + H_r \quad (\text{IV-19})$$

- H_e est l'hamiltonien de l'électron seul non perturbé, il traduit les énergies cinétique et potentielle du système. Les $|\phi_n\rangle$ sont ses vecteurs propres et ses valeurs propres sont les E_v et E_c correspondant aux niveaux d'énergie de la bande de valence (BV) et de la bande de conduction (BC).
- H_c est l'hamiltonien traduisant l'énergie d'interaction entre les dipôles formés par l'injection de porteurs et l'onde électromagnétique.
- H_r est l'hamiltonien traduisant tous les processus aléatoires, comme les phénomènes de diffusion, et les diverses émissions radiatives ou non radiatives.

On peut écrire :

$$\underline{H_c = -R \cdot E} \quad (\text{IV-20})$$

avec R le moment dipolaire électrique, et E le champ électrique.

3.1 RELATION ENTRE LA MATRICE DENSITE, LA POLARISATION ET LE GAIN

La matrice densité nous permet d'exprimer toute valeur moyenne d'une observable. En particulier, nous nous intéressons au moment dipolaire électrique, sachant que la polarisation en est directement déduite.

D'après la relation IV-15:

$$\langle R \rangle = Tr(\rho.R) \quad (\text{IV-21})$$

La polarisation macroscopique s'obtient en fonction du moment dipolaire avec la relation :

$$P = N_e \langle R \rangle \quad (\text{IV-22})$$

avec N_e le nombre de dipôles injectés.

La polarisation s'exprime donc par :

$$P = N_e Tr(\rho.R) = N_e \sum_n \sum_m (\rho_{mn} R_{nm} + \rho_{nm} R_{mn}) \quad (\text{IV-23})$$

De plus, le moment dipolaire entre un électron et un trou sur deux niveaux d'énergie n et m vérifie : $R_{nm} = R_{mn}$. Les termes non-diagonaux de la matrice densité vérifient : $\rho_{nm} = \rho_{mn}^*$.

Enfin, en considérant plusieurs niveaux d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction, la polarisation s'écrit :

$$P = N_e \sum_n \sum_m R_{nm} (\rho_{nm} + \rho_{nm}^*) \quad (\text{IV-24})$$

Le gain se déduit alors de la polarisation en utilisant les relations du premier chapitre I-3, I-4 et I-19 :

$$P = \chi(\omega)E \quad \text{et} \quad g_p = -\frac{k_0}{n\varepsilon_0} \text{Im}[\chi]$$

3.2 RECOMBINAISON INTRABANDE ET INTERBANDE

Il s'agit ici de déterminer les effets des processus de recombinaisons aléatoires sur les termes de population et de cohérence. Dans le système matriciel précédent, le terme à étudier

est [5]: $[H_r, \rho] \frac{1}{j\hbar}$.

La population d'un niveau d'énergie relaxe par transitions radiatives et non radiatives. Cette relaxation fait tendre la population vers un état d'équilibre fixé. De même, pour les termes de cohérence, nous définissons une durée de vie des cohérences. Nous distinguons par ailleurs deux processus de relaxation : une relaxation intrabande, à l'intérieur d'une bande de niveaux d'énergie, et une relaxation interbande, due aux transitions vers d'autres niveaux.

Remarquons que dans les lasers à semiconducteurs, le temps de relaxation intrabande est très court (quelques ps). La population s'équilibre très vite dans la bande considérée (BC ou BV) à un quasi niveau de Fermi. Ensuite, une fois ce premier équilibre atteint, les populations de ce quasi-niveau de Fermi se vident vers des niveaux de plus basse énergie pour atteindre le niveau de Fermi. C'est dans ces diverses transitions qu'a lieu l'émission laser.

3.2.1 Les processus intrabandes

Ces phénomènes ont lieu dans une même bande (BV ou BC), ce qui implique qu'ils ne modifient pas la densité de porteurs dans chacune des bandes. Ce sont par exemple des diffusions électrons → impureté, électrons → phonons. On définit T le taux de recombinaison intrabande et τ_n le temps de relaxation intrabande :

$$T = (\rho_{nm} - \tilde{\rho}_n) \frac{1}{\tau_n}, \text{ avec } \rho_{nm} \text{ une densité de population hors équilibre et } \tilde{\rho}_n \text{ la densité}$$

de population à l'équilibre correspondant au quasi-niveau de Fermi. Cette densité est différente de $\tilde{\rho}_n$ correspondant au niveau de Fermi. Le terme τ_n correspond au temps que mettrait la densité de porteurs à revenir à sa position d'équilibre $\tilde{\rho}_n$ si elle était déviée à une valeur ρ_{nm} .

Nous définissons de même le temps de relaxation intrabande transverse, avec un autre taux T_1

qui décrit le taux de décroissance des termes de cohérence ρ_{nm} : $T_1 = \frac{\rho_{nm}}{\tau_{nm}}$, avec τ_{nm} le temps de

relaxation intrabande transverse. Les phénomènes de relaxations intrabandes perturbent les termes de cohérence entre les électrons de la BC et ceux de la BV.

La figure IV-2 illustre ces deux processus :

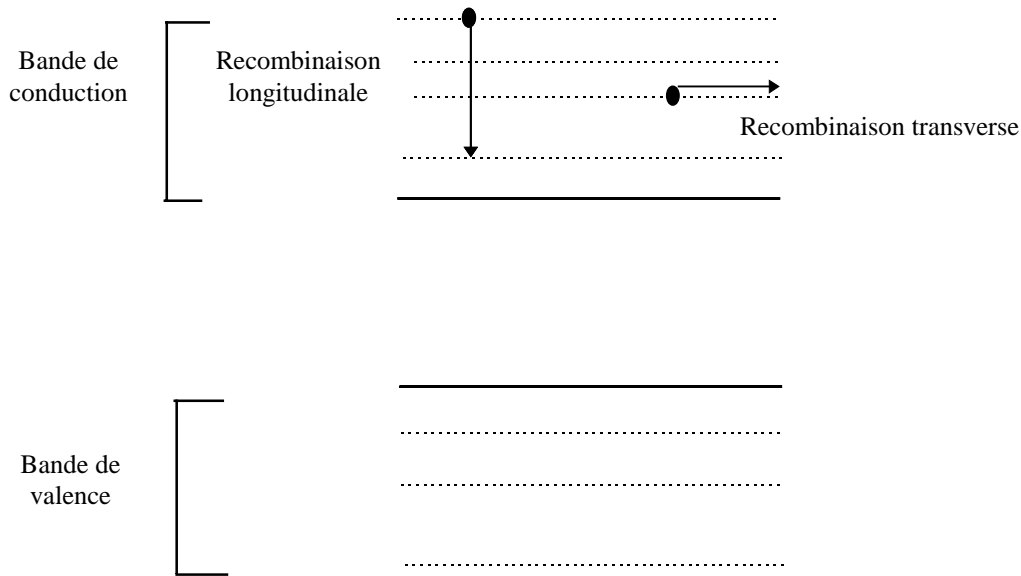


Figure IV-2 Relaxations intrabandes dans les lasers à semiconducteurs

3.2.2 Les processus interbandes

Ces processus traduisent les diverses recombinaisons entre les BV et BC. Elles sont par exemple l'émission spontanée, les différentes émissions non-radiatives de types recombinaison de Auger.

Dans ce cas, on doit considérer que les densités de porteurs décroissent avec de tels processus.

On définit donc de la même façon τ_s le temps de recombinaison spontanée qui correspond au temps que mettrait la densité de porteurs pour passer d'une valeur ρ_{nm} à la valeur d'équilibre

correspondant au niveau de Fermi $\tilde{\rho}_n$. Le taux de recombinaison est alors : $(\rho_{nm} - \tilde{\rho}_n) \frac{1}{\tau_s}$.

τ_s caractérise également la perturbation des éléments diagonaux de la matrice: $\frac{\rho_{nm}}{\tau_s}$

4. EQUATION DE LA MATRICE DENSITE DEVELOPPEE

Nous rappelons l'équation matricielle d'évolution de la matrice densité:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{(H_A\rho - \rho H_A)}{j\hbar} = \frac{[H_A, \rho]}{j\hbar}$$

Avec : $H_A = H_e + H_c + H_r$

Nous développons chacune des matrices pour obtenir les équations d'évolution des termes de populations (éléments diagonaux de la matrice densité) et des termes de cohérence :

$$H_c = -E \begin{pmatrix} R_{11} & .. & R_{1n} \\ .. & .. & .. \\ R_{n1} & .. & R_{nn} \end{pmatrix} = -E \begin{pmatrix} 0 & .. & R_{1n} \\ .. & 0 & .. \\ R_{n1} & .. & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{IV-25})$$

car le moment dipolaire est nul sur un même niveau d'énergie.

Dans la base constituée des états propres $|\phi_n\rangle$, H_e s'exprime simplement par une matrice diagonale dont les termes sont les niveaux d'énergie de la bande de conduction et de la bande de valence :

$$H_e = \begin{pmatrix} E_1 & .. & 0 \\ .. & .. & .. \\ 0 & .. & E_n \end{pmatrix} \quad (\text{IV-26})$$

La matrice densité est définie d'une façon générale par :

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & .. & \rho_{1n} \\ .. & .. & .. \\ \rho_{n1} & .. & \rho_{nn} \end{pmatrix} \quad (\text{IV-27})$$

Dans un système classique à deux niveaux d'énergie, les matrices sont carrées (2×2). Dans notre étude, on considère plusieurs niveaux d'énergie pour chacune des bande de conduction et bande de valence.

Les équations d'évolutions développées s'écrivent [5]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{nm}}{dt} &= \frac{E}{j\hbar} \sum_{n'} (\rho_{nm'} R_{n'n} - \rho_{n'n} R_{nm'}) - (\rho_{nm} - \tilde{\rho}_n) \frac{1}{\tau_n} - (\rho_{nm} - \tilde{\rho}_n) \frac{1}{\tau_s} + \Lambda_n \\ \frac{d\rho_{nm}}{dt} &= j\omega_{nm} \rho_{nm} + \frac{E}{j\hbar} \sum_{n'} (\rho_{nm'} R_{n'm} - \rho_{n'm} R_{nm'}) - \frac{\rho_{nm}}{\tau_{in}} \end{aligned} \quad (\text{IV-28})$$

Dans ce système, nous avons utilisé la relation entre les différents temps de relaxation [5] :

$$\frac{1}{\tau_{in}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) + \frac{1}{\tau_s}$$

τ_{in} est le temps de recombinaison intrabande, Λ_n est un terme phénoménologique que l'on introduit pour tenir compte de l'arrivée des électrons sur le niveau n . Ce système d'équations peut s'écrire sous une forme matricielle plus condensée et connue:

$$\frac{d\rho}{dt} = [H_e - RE, \rho] \frac{1}{j\hbar} - [\Gamma_{in} (\rho - \tilde{\rho}) + (\rho - \tilde{\rho}) \Gamma_{in}] \frac{1}{2} - [\Gamma_s (\rho - \tilde{\rho}) + (\rho - \tilde{\rho}) \Gamma_s] \frac{1}{2} + \Lambda \quad (\text{IV-29})$$

Dans cette expression, on a défini les matrices :

$$\Gamma_{inBC} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\tau_c} & 0 & 0 \\ 0 & .. & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\tau_c} \end{pmatrix} \text{ pour la BC et } \Gamma_{inBV} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\tau_v} & 0 & 0 \\ 0 & .. & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\tau_v} \end{pmatrix} \text{ pour la BV.}$$

$$\Gamma_s = \begin{pmatrix} \frac{1}{\tau_s} & 0 & 0 \\ 0 & .. & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\tau_s} \end{pmatrix}, \quad \tilde{\rho} = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_1 & 0 & 0 \\ 0 & .. & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\rho}_n \end{pmatrix}, \quad \tilde{\rho} = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_1 & 0 & 0 \\ 0 & .. & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\rho}_n \end{pmatrix}, \quad \Lambda = \begin{pmatrix} \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & .. & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_n \end{pmatrix}$$

5. RESOLUTION DE L'EQUATION DE LA MATRICE DENSITE

On remarque que le système d'équations IV-28 est non linéaire par rapport à E . On peut développer la matrice densité en série de puissances du champ électrique E et utiliser la méthode des perturbations pour le résoudre [5][40][43-44] :

$$\rho = \rho^{(0)} + \rho^{(1)}.E + \rho^{(2)}.E^2 + \dots \quad (\text{IV-30})$$

En remplaçant ρ dans l'équation matricielle IV-29 de la matrice densité, on obtient en égalisant chacun des termes en puissance de RE [5]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho^{(0)}}{dt} &= [H_e, \rho^{(0)}] \frac{1}{j\hbar} - [\Gamma_{in}(\rho^{(0)} - \tilde{\rho}) + (\rho^{(0)} - \tilde{\rho})\Gamma_{in}] \frac{1}{2} - [\Gamma_s(\rho^{(0)} - \tilde{\rho}) + (\rho^{(0)} - \tilde{\rho})\Gamma_s] \frac{1}{2} + \Lambda \\ \frac{d\rho^{(i)}}{dt} &= [H_e, \rho^{(i)}] \frac{1}{j\hbar} - [RE, \rho^{(i-1)}] \frac{1}{j\hbar} - \frac{1}{2} [(\Gamma_s + \Gamma_{in})\rho^{(i)} + \rho^{(i)}(\Gamma_s + \Gamma_{in})] \end{aligned} \quad (\text{IV-31})$$

pour $i = 1, 2, \dots$

En utilisant la méthode des faibles perturbations, et en considérant l'expression matricielle du moment dipolaire donnée dans IV-25, chaque terme de la matrice densité s'écrit [5][48][52] :

$$\begin{aligned} \rho_{nn} &= \rho_{nn}^{(0)} + \rho_{nn}^{(2)} E^2 + \rho_{nn}^{(4)} E^4 + \dots \\ \underline{\rho_{mn}} &= \underline{\rho_{mn}^{(1)} E + \rho_{mn}^{(3)} E^3 + \rho_{mn}^{(5)} E^5 + \dots} \end{aligned} \quad (\text{IV-32})$$

Les différents termes relatifs aux ordres de perturbations peuvent alors être calculés en remplaçant les expressions IV-32 dans le système d'équation IV-31. On obtient le système :

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{nn}^{(0)}}{dt} &= \frac{\tilde{\rho}_n - \rho_{nn}^{(0)}}{\tau_c} + \frac{\tilde{\rho}_n - \rho_{nn}^{(0)}}{\tau_s} + \Lambda_n \\ \frac{d\rho_{nn}^{(2i)}}{dt} &= -\frac{1}{j\hbar} E \sum_m (\rho_{nm}^{(2i-1)} R_{mn} - \rho_{mn}^{(2i-1)} R_{nm}) - \rho^{(2i)} \left(\frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_v} \right) \\ \frac{d\rho_{mn}^{(2i+1)}}{dt} &= \left(j\omega_{nm} - \frac{1}{\tau_{in}} \right) \rho_{mn}^{(2i+1)} + \frac{j}{\hbar} (ER_{mn} (\rho_{nn}^{(2i)} - \rho_{mm}^{(2i)})) \end{aligned} \quad (\text{IV-33})$$

De la même façon, on peut obtenir le même type d'équations pour les autres éléments de la matrice densité : ρ_{mm} et ρ_{nm} .

On remarque donc dans le système IV-33 que les différents ordres de perturbations des éléments de la matrice densité peuvent être calculés de façon récurrente. La matrice densité peut alors être déterminée jusqu'à l'ordre désiré.

La polarisation et donc le gain ne font intervenir que les termes non-diagonaux de la matrice. De plus, nous souhaitons développer la polarisation jusqu'à son premier terme non linéaire, c'est à dire jusqu'à l'ordre 3 de la perturbation. C'est en effet suffisant pour examiner le comportement spectral de la diode laser. Le développement jusqu'au troisième ordre est déjà très compliqué et un développement jusqu'au cinquième ordre deviendrait trop fastidieux.

6. CALCUL DES TERMES DE GAIN

Nous rappelons tout d'abord les résultats trouvés dans le premier chapitre . Le champ électrique total, solution de l'équation d'onde, s'écrit :

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\sum_p \bar{E}_p(t) e^{i\phi_p(t)} F_p(x, y, z) e^{i\omega_p t} \right]$$

avec \bar{E}_p l'amplitude et ϕ_p la phase du mode p , F_p la distribution transverse du mode et ω_p la fréquence angulaire du mode. La polarisation macroscopique s'écrit en utilisant les résultats précédents :

$$P = N \cdot \text{Tr}(\rho R) = P^{(1)} E + P^{(3)} E^3 + \dots$$

La polarisation et le champ électrique complexes sont liés par la relation :

$$P = \varepsilon_0 \chi E$$

avec χ la susceptibilité du milieu.

Enfin, le gain d'un mode lasant p se déduit de la susceptibilité en utilisant la relation :

$$G_p = \frac{\omega_p}{n^2 \varepsilon_0} \text{Im}[\chi_p]$$

avec n l'indice de réfraction du milieu et ε_0 la constante diélectrique du vide.

La polarisation est déterminée en calculant les termes $\rho_{mn}^{(1)}$, $\rho_{mn}^{(2)}$, $\rho_{mn}^{(3)}$ à partir de IV-33 . La susceptibilité est ensuite déduite de la polarisation en utilisant l'expression du champ électrique.

L'expression du gain est alors trouvée [5][45-51] :

$$G_p = G_p^{(1)} - \sum_q G_{p(q)}^{(3)} S_q \quad (\text{IV-34})$$

L'équation IV-34 exprime le gain d'un mode p . Le premier terme peut être assimilé au gain linéaire introduit au premier chapitre. Le deuxième terme représente la composante de saturation non linéaire qui tient compte de la présence d'autres modes q , émettant un nombre de photons S_q .

Il est intéressant de noter que les phénomènes non linéaires observés sont causés par la densité de puissance très importante qui existe dans la cavité active d'une diode laser en fonctionnement. Ces phénomènes sont nettement diminués près du seuil mais ne peuvent pas être ignorés lorsqu'une diode laser est en fonctionnement statique ou dynamique usuel.

Nous allons à présent donner une expression pour chacun des termes de gain apparaissant dans IV-34 et en donner l'origine physique.

6.1 GAIN LINEAIRE

Le gain linéaire est déterminé à partir du premier ordre de perturbation de la matrice densité :

$\rho^{(1)}$. Son expression complète a été donnée par Yamada [5] et s'écrit :

$$G_p^{(1)} = \frac{a}{2} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \int_V \left\{ [(1 + j\alpha_p)N - N_t - b(\lambda_q - \lambda_{pic})^2] \frac{\bar{E}_q}{E_p} F_q(r) F_p^*(r) \exp(j(\omega_q - \omega_p)t) + cc \right\} dV \quad (\text{IV-35})$$

Dans cette expression, a est défini au premier chapitre et représente la dérivée du gain par rapport à la densité de porteurs, c 'est un paramètre lié au matériau semiconducteur utilisé. b est également un paramètre du matériau qui caractérise la courbe parabolique du gain linéaire. N est la densité de porteurs injectés et N_t la densité de porteurs à la transparence. Enfin, α_p est le coefficient d'élargissement de la raie spectrale du mode p et λ_{pic} est la longueur d'onde pic du gain linéaire.

Le terme de gain linéaire que nous avons défini au premier chapitre s'exprime en ne considérant qu'un seul mode ($p=q$), il s'écrit :

$$A_p = a\Gamma \left[N - N_t - b(\lambda_p - \lambda_{pic})^2 \right] \quad (\text{IV-36})$$

Lorsqu'on tient compte de plusieurs modes, un terme supplémentaire dans IV-35 apparaît. Ce terme décrit le gain non linéaire asymétrique. Son expression et sa signification seront décrites plus loin.

6.2 GAIN NON LINEAIRE SYMETRIQUE

Le terme de gain non linéaire symétrique est déterminé à partir du troisième ordre de la matrice densité $\rho^{(3)}$. Il s'écrit [48] :

$$G_{p(p)}^{(3)} = B = \frac{9\Gamma^2 \hbar \omega_p a \langle R^2 \rangle}{4V \epsilon_0 n^2} \left(\frac{\tau_{in}}{\hbar} \right)^2 (N_{th} - N_s)$$

$$G_{p(q)}^{(3)} = M = \frac{2(2 + \delta_{p,q})B}{3 \left[1 + \left(\frac{\tau_{in} \omega_p}{\lambda_p} \right)^2 (\lambda_p - \lambda_q)^2 \right]} \quad (\text{IV-37})$$

La saturation du mode p imposé par lui même s'exprime par le coefficient B , et la saturation du mode p imposé par un mode latéral q s'exprime par le coefficient M .

Dans ces expressions, V est le volume de la cavité active, N_{th} est la densité de porteurs au seuil, N_s est une densité de porteurs caractéristique.

La saturation symétrique bien connue dans les lasers est responsable du Hole Burning qui est observé dans la répartition spectrale des porteurs [45-53]. Elle s'explique en tenant compte du coefficient de durée de vie intrabande τ_{in} . En effet, lorsqu'un laser fonctionne sur un mode particulier, il « consomme » autour de cette longueur d'onde plus de paires électrons-trous qu' autour de modes plus éloignés et faiblement lasants. Le mode lasant a, quant à lui, son gain fixé au gain seuil. On comprend alors que lorsque la durée de vie intrabande τ_{in} sera importante,

c'est à dire lorsque l'arrivée de porteurs dans la zone spectrale principalement lasante sera retardée, le « Hole Burning » et donc la saturation des modes voisins sera plus importante. En revanche, une diminution de τ_{in} réduira la profondeur du Hole Burning et l'élargira. Ce phénomène s'observe sur la simulation de la figure IV-3 .

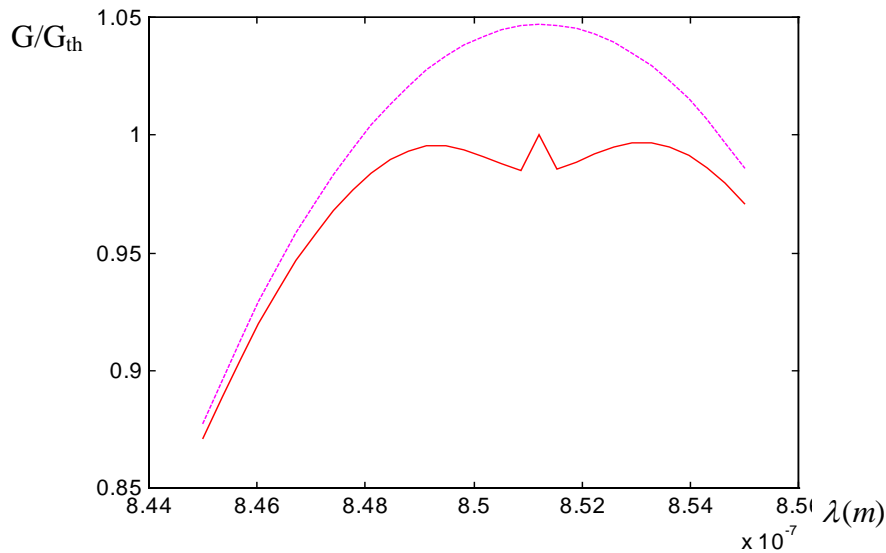


Figure IV-3 Simulation du « Spectral Hole Burning ». En trait pointillé, gain linéaire sans terme de saturation - En trait continu, gain avec le terme de saturation symétrique.

6.3 GAIN NONLINEAIRE ASYMETRIQUE

La nature asymétrique du gain a tout d'abord été observée expérimentalement [46][50-51][54]. Ce phénomène tient son origine de la pulsation de la population des porteurs induite par les différents modes de la cavité laser. La saturation asymétrique du gain s'explique comme étant créée par un battement du nombre de porteurs à une fréquence issue de la différence de fréquence optique entre deux modes considérés. Ceci se traduit par une asymétrie de la saturation des modes latéraux par rapport au mode lasant. Les longueurs d'ondes supérieures au mode lasant seront moins saturées que les longueurs d'ondes inférieures. Une expression théorique pour ce terme est déterminée à partir de l'expression complète du gain du premier ordre $G_p^{(1)}$ donnée par IV-35. Yamada [5] en a donné une approximation :

$$H_q = \frac{3a\Gamma G_{th} \lambda_p \alpha}{4\omega_p V (\lambda_p - \lambda_q)} \quad (\text{IV-38})$$

L'expression de H exprime la saturation asymétrique du mode q par rapport au mode lasant p .

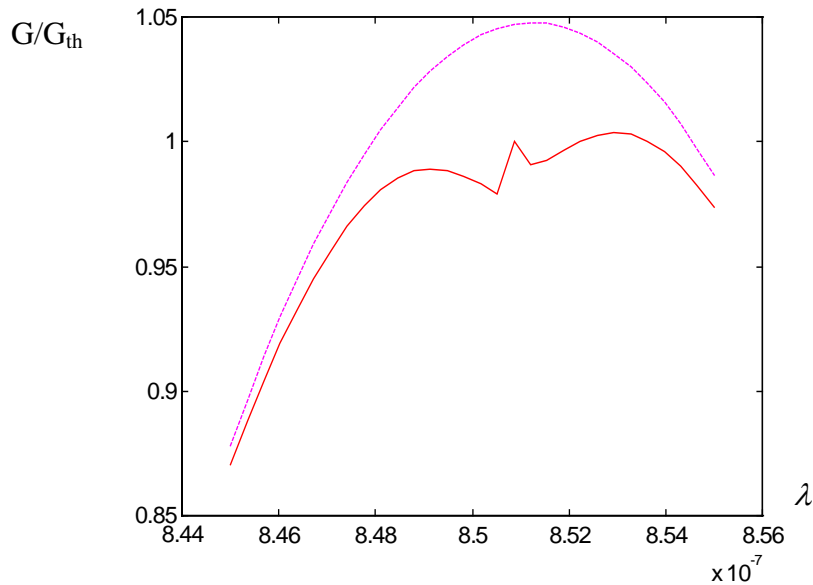


Figure IV-4 Simulation du Gain. En trait pointillé gain linéaire seul - En trait continu gain avec terme de saturation symétrique et asymétrique.

7. CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons étudié les mécanismes qui amènent la génération d'un gain optique dans un milieu semiconducteur. De plus, nous avons introduit les phénomènes non linéaires qui agissent sur le gain et qui le modifient. Il faut remarquer que ces phénomènes non linéaires sont d'autant plus marqués que la puissance émise est importante. Autour du seuil, ils seront donc très faibles.

Dans le prochain chapitre, nous allons utiliser dans les équations bilans introduites au premier chapitre l'expression du gain trouvée dans cette partie. Les nouvelles équations qui en découleront seront appelées : équations bilans améliorées (« improved rate equations »). Nous pourrons alors simuler et étudier le comportement spectral d'une diode laser Fabry-Perot multimode [55].

CHAPITRE V - ETUDE DU COMPORTEMENT SPECTRAL DES DIODES LASERS FABRY-PEROT

INTRODUCTION

Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier le comportement spectral d'une diode laser Fabry-Perot en réponse à une modulation lente du courant. On se place donc dans une configuration quasi-statique qui nous permet de considérer les équations bilans en statique (i.e., en CW, « Continuous Wave »). Les sauts de modes couramment observés expérimentalement sont simulés et expliqués théoriquement. Les caractéristiques spectrales importantes pour le self-mixing sont mises en évidence pour orienter le choix des sources lasers Fabry-Perot à utiliser pour les applications de mesure de distance et de déplacement.

1. ETUDE DU COMPORTEMENT SPECTRAL D'UNE DIODE LASER SANS CIBLE

1.1 EQUATIONS BILANS

Nous commençons par étudier la diode laser sans cible. Les perturbations engendrées par la présence d'une cible seront prises en compte dans la deuxième partie de ce chapitre.

Nous partons des équations bilans améliorées (« improved rate equations ») pour lesquelles le gain a été donné au chapitre précédent. On néglige de plus dans cette étude les termes de bruits

décrits par les forces de Langevin que nous avons introduits dans le premier chapitre. Ces équations tiennent compte de plusieurs modes et ont été déterminées par Yamada & al [5][48-51]. Elles s'écrivent pour le nombre de photons et la densité de porteurs :

$$\begin{cases} \frac{dS_p}{dt} = S_p \cdot (G_p - G_{th}) + \mathfrak{R} \\ \frac{dN}{dt} = -\frac{1}{V} \sum_p A_p S_p - \frac{N}{\tau_s} + \frac{i}{eV} \end{cases} \quad (\text{V-1})$$

On rappelle que τ_s est la durée de vie de l'électron, $\mathfrak{R} = R_{sp} \frac{N}{\tau_n}$ est le taux d'émission spontanée avec R_{sp} le coefficient d'émission spontanée.

Le gain du mode p , G_p , tient compte de l'influence des gains non linéaires symétrique et asymétrique déterminés au chapitre IV :

$$G_p = A_p - BS_p - \sum_{q \neq p} (M_q + H_q) S_q \quad (\text{V-2})$$

A_p est le gain linéaire qui s'écrit :

$$A_p = a\Gamma(N - N_t - b(\lambda_{pic} - \lambda_p)^2) \quad (\text{V-3})$$

avec Γ le facteur de confinement du champ électrique dans la cavité active de la diode laser, a et b sont des coefficients qui caractérisent le gain linéaire, N_t est la densité de porteurs pour laquelle le gain linéaire est nul (à la transparence), λ_{pic} est la longueur d'onde centrale du gain linéaire (gain maximal). Il faut remarquer que a , b et N_t sont des paramètres spécifiques relatifs au matériau semiconducteur utilisé (donc à la longueur d'onde émise).

B et M_q sont les coefficients de saturation du troisième ordre trouvés au chapitre précédent, pour l'auto-saturation et la saturation croisée respectivement [5] :

$$B = \frac{9\Gamma^2}{4V} (N - N_s) \frac{\hbar \omega_p}{n^2 \epsilon_0} \left(\frac{\tau_{in}}{\hbar} \right)^2 \langle R^2 \rangle a \quad (\text{V-4})$$

$$M_q = \frac{3\Gamma^2}{V} (N - N_s) \frac{\hbar \omega_p}{n^2 \epsilon_0} \left(\frac{\tau_{in}}{\hbar} \right)^2 \langle R^2 \rangle a \frac{1}{1 + \left(\frac{\tau_{in} \omega_p}{\lambda_p} \right)^2 (\lambda_p - \lambda_q)^2} \quad (\text{V-5})$$

avec $\omega_p = \frac{2\pi c}{\lambda_p}$, λ_p est la longueur d'onde d'émission, λ_q est la longueur d'onde d'un mode

latéral. N_s est la densité de porteurs pour laquelle le coefficient de saturation du troisième ordre s'annule, n est l'indice de réfraction équivalent du guide d'onde formé par la cavité laser, τ_{in} est le temps de relaxation intrabande de l'électron, R est le moment dipolaire du matériau.

H_q est le coefficient asymétrique du gain non linéaire, dont une approximation peut s'écrire [5]:

$$H_q = \frac{3a\Gamma G_{th} \lambda_p \alpha}{4\omega_p V (\lambda_p - \lambda_q)} \quad (\text{V-6})$$

Le phénomène responsable des principales perturbations spectrales relevées lorsqu'une diode laser est soumise à une modulation lente en courant est la variation de température. Celle-ci est en effet la cause des sauts de modes observés. Dans le prochain paragraphe, nous nous intéressons donc au comportement thermique de la diode laser.

1.2 ETUDE DU COMPORTEMENT THERMIQUE

Les nombreux paramètres caractérisant les diodes lasers sont généralement sensibles à la température (courant de seuil, longueur optique de la cavité, niveaux de Fermi du matériau, longueur d'onde centrale du gain linéaire, etc...) [4][5]. Pour notre étude, nous cherchons à déterminer les variations spectrales, c'est à dire le décalage en longueur d'onde induit par une modulation lente du courant d'injection. Il s'agit donc dans un premier temps de déterminer la

variation de température générée par une modulation de courant, pour ensuite déterminer les fluctuations spectrales liées à la température.

La température dans la cavité active est différente de la température ambiante car elle augmente par effet Joule avec la densité de porteurs. On introduit ici la notion de résistance thermique R_L qui caractérise la façon dont la chaleur se propage dans les matériaux semiconducteurs. La variation de température avec le courant peut s'écrire [52] :

$$\Delta T = R_L \cdot V_t \cdot i_{th} \left(\frac{i}{i_{th}} - 1 \right) \quad (\text{V-7})$$

avec V_t , la tension d'alimentation de la diode laser.

Lorsque le courant d'injection est modulé à basse fréquence, le phénomène majoritaire qui influe sur le comportement spectral de la diode laser est l'effet thermique. Ces variations de température modifient la longueur géométrique de la cavité et l'indice de réfraction du milieu. L'indice de réfraction est aussi modulé par l'injection de porteurs, mais ce phénomène est minoritaire à basse fréquence. Il ne devient majoritaire que pour des fréquences de modulation beaucoup plus élevées (autour de 1 MHz) [2].

Les variations spectrales, donc de la longueur d'onde, en fonction de la température sont de plusieurs natures. Le phénomène prépondérant est la variation de la longueur d'onde centrale du gain linéaire (longueur d'onde « pic » pour laquelle le gain linéaire est maximum) avec la température [5][53][56]. En effet, dans les diodes lasers Fabry-Perot, il n'existe pas de sélection naturelle d'un mode autrement que par la condition laser classique (condition sur le gain et sur la phase). Tous les modes de la cavité laser ont un même gain seuil, gain au dessus duquel ils peuvent laser. La longueur d'onde (ou mode) sélectionnée est donc déterminée par la forme de la courbe de gain. Celle-ci est modélisée par une parabole définie entre autres par le gain maximal (gain pic) localisé à la longueur d'onde centrale. Les variations de cette longueur d'onde avec la température sont de l'ordre de $3 - 6 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ selon le type de diode laser utilisée

[5]. Ce sont ces variations qui sont la cause des sauts de modes observés lorsque la température varie.

Les valeurs des résistances thermiques pour les lasers à semiconducteurs couramment utilisés sont de l'ordre de $20-50^{\circ}\text{C}/\text{W}$ [5]. Prenons l'exemple d'une diode laser GaAlAs Hitachi HL7851G, $i_{th}=50\text{mA}$, $V_i=2\text{V}$ [5]. En supposant une valeur de résistance thermique donnée par $R_L=50^{\circ}\text{C}/\text{W}$, nous obtenons :

$$\Delta T = 2 \left(\frac{i}{i_{th}} - 1 \right) \quad (\text{V-8})$$

Le deuxième phénomène lié à la variation de la température est la dilatation de la longueur de la cavité ainsi que la variation de l'indice de la cavité avec la température. Ce phénomène est minoritaire puisque son ordre de grandeur est de $0.6-1\text{Å}/^{\circ}\text{C}$ [5]. Il est cependant la cause de la variation continue en fonction du courant de la fréquence optique (« Chirp ») classiquement observée et utilisée pour la mesure de distance dans le cadre des applications du self-mixing.

Dans notre étude, nous ne tenons compte que du phénomène majoritaire lié à la température, c'est à dire la variation de la longueur d'onde centrale du gain linéaire. En effet, cette approximation permet de déterminer des plages spectrales stables, sans saut de mode et de déduire le choix des diodes lasers Fabry-Perot à utiliser pour le self-mixing.

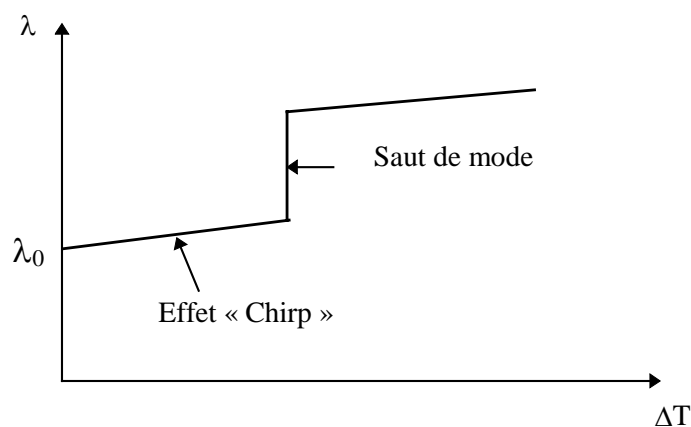


Figure V-1 Modélisation des effets thermiques sur le comportement spectral d'une diode laser Fabry-Perot.

1.3 ETUDE SIMPLIFIEE DES SAUTS DE MODE EN NEGLIGEANT L'EMISSION SPONTANEE

Nous supposons que la diode laser opère sur le mode p de façon quasi monomode, et étudions les conditions pour lesquelles la longueur d'onde saute du mode p vers un mode q . Pour cette étude, nous considérons $S_p \gg S_q$ (diode laser quasi monomode), et nous négligeons dans un premier temps l'émission spontanée de photons ($R_{sp} = 0$). Nous remarquons que cette première démarche est purement théorique puisque, sans émission spontanée, le laser ne peut pas sauter de mode. De plus, nous ne considérons qu'un seul mode latéral q sur lequel la diode peut sauter. Les conditions de saut sur l'ensemble des modes de la cavité pourront alors être déduites en généralisant les résultats obtenus. On pose donc $H=H_q$ et $M=M_q$. Dans ces conditions, les équations bilans s'écrivent en statique :

$$\begin{cases} 0 = S_p \cdot (A_p - B S_p - (M + H) S_q - G_{th}) \\ 0 = S_q \cdot (A_q - B S_q - (M + H) S_p - G_{th}) \end{cases} \quad (\text{V-9})$$

En remarquant que B et $(M+H)$ sont du même ordre de grandeur, on peut simplifier l'écriture de ces équations [5][57] :

$$\begin{cases} 0 = S_p \cdot (A_p - B S_p - G_{th}) \\ 0 = S_q \cdot (A_q - (M + H) S_p - G_{th}) \end{cases} \quad (\text{V-10})$$

Avant que la longueur d'onde ne saute du mode p sur le mode q , et en négligeant l'émission spontanée, on considère la situation statique:

$$\begin{cases} S_{p0} = \frac{A_p - G_{th}}{B} \\ S_{q0} = 0 \end{cases} \quad (\text{V-11})$$

L'étude d'un saut de mode revient à étudier la stabilité de cette solution statique. Pour cela, nous utilisons les exposants de Lyapunov. On considère une faible variation autour de l'état d'équilibre décrit par (V-11):

$$\begin{cases} S_p = S_{p0} + \delta S_p \\ S_q = S_{q0} + \delta S_q \end{cases} \quad (\text{V-12})$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} S_p \\ S_q \end{pmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta S_p \\ \delta S_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \wp_1(S_p, S_q) \\ \wp_2(S_p, S_q) \end{pmatrix} \quad (\text{V-13})$$

avec \wp_1, \wp_2 données par :

$$\begin{cases} \wp_1(S_p, S_q) = S_p (A_p - BS_p - (M + H)S_q - G_{th}) \\ \wp_2(S_p, S_q) = S_q (A_q - BS_q - (M + H)S_p - G_{th}) \end{cases} \quad (\text{V-14})$$

On fait à présent un développement limité de \wp_1 et \wp_2 autour de S_{p0} et S_{q0} :

$$\begin{cases} \wp_1(S_p, S_q) = \delta S_p \left(\frac{d\wp_1}{dS_p} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} + \delta S_q \left(\frac{d\wp_1}{dS_q} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} = (-A_p + G_{th})\delta S_p - (M + H) \left(\frac{A_p - G_{th}}{B} \right) \delta S_q \\ \wp_2(S_p, S_q) = \delta S_p \left(\frac{d\wp_2}{dS_p} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} + \delta S_q \left(\frac{d\wp_2}{dS_q} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} = \left(A_q - G_{th} - \left(\frac{A_p - G_{th}}{B} \right) (M + H) \right) \delta S_q \end{cases} \quad (\text{V-15})$$

Nous en déduisons à l'aide de (V-13):

$$\delta S_q = \left(\delta S_q \right)_{t=0} \exp \left[(G_q - G_{th})t \right], \quad \text{avec} \quad G_q = A_q - (M + H)S_{p0} \quad (\text{V-16})$$

En posant $\eta = G_q - G_{th}$, exposant de Lyapunov, la solution sera stable si δS_q tend vers zéro

quand t tend vers l'infini, c'est à dire $\eta < 0$, soit :

$$G_q < G_{th} \quad (\text{V-17})$$

Nous retrouvons ainsi le résultat connu : un mode ne peut devenir lasant que si le gain qui lui est attribué atteint la valeur du gain seuil.

Pour simuler ce phénomène, nous suivons la procédure définie par l'organigramme de la figure V-2. On impose un premier mode lasant p proche du gain pic, puis on fait varier le courant de $1.5i_{th}$ à $3i_{th}$. Le calcul de S_p , A_p , N pour chaque valeur de courant d'injection s'effectue en résolvant le système d'équations en statique :

$$\begin{cases} S_p = \frac{A_p - G_{th}}{B} \\ A_p = a\Gamma(N - N_t - b(\lambda_{pic} - \lambda_p)^2) \\ N = \tau_s \left(\frac{i}{eV} - \frac{1}{V} A_p S_p \right) \end{cases} \quad (V-18)$$

On en déduit les valeurs des différents termes de gain pour chacun des modes de la cavité :

$$\begin{cases} G_p = A_p - BS_p \\ G_q = A_q - (M + H)S_p \end{cases} \quad (V-19)$$

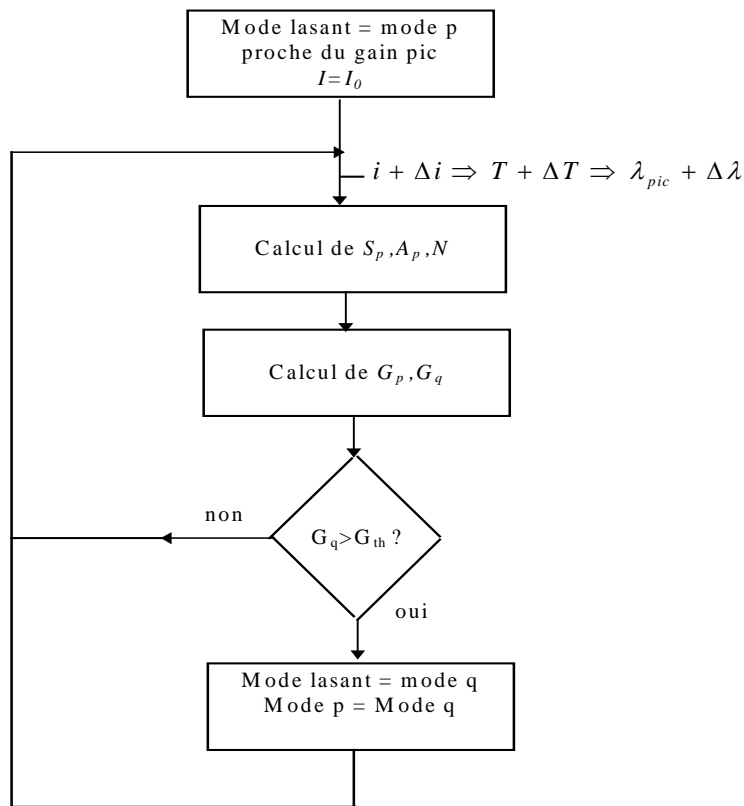


Figure V-2 Organigramme de simulation du comportement spectral d'une diode laser Fabry-Perot.

La variation de température induite par la modulation de courant (V-8) se traduit par une variation de la longueur d'onde pic qu'on suppose égale à : $5\text{Å}/^{\circ}\text{C}$. On applique la condition (V-17) pour décider d'un saut ou non sur un mode q . Lorsqu'il y a un saut de mode, le mode q devient le nouveau mode lasant p et nous recommençons la procédure. Les paramètres utilisés pour la résolution des équations sont listés dans la Table 1. Les valeurs numériques données dans cette table ont été proposés par Yamada & al [5][57] et correspondent à une longueur d'onde couramment utilisée pour les applications du self-mixing, c'est à dire autour de 800 nm [1][13].

La figure V-3 illustre les résultats d'une simulation ayant été effectuée avec ces paramètres. Les sauts de modes sont clairement observés. On remarque de plus une zone d'hystérésis également vérifiée expérimentalement. En effet, les chemins empruntés sont différents lorsque le courant augmente ou diminue. Les sauts de modes lorsque le courant augmente sont nombreux et concernent dans notre exemple deux modes voisins. On a en effet pris un espacement entre deux modes de la cavité laser de 3Å . Lorsque le courant diminue, on observe que les paliers stables sont plus grands, il n'y a alors qu'un seul saut. Ce saut concerne deux modes non voisins.

Les figures (V-4a à 4f) illustrent les déformations de la courbe de gain lorsque le courant augmente. Les contributions des gains non linéaires symétrique et asymétrique sont observées ainsi que deux sauts de modes entre les figures (4b)-(4c) et (4e)-(4f). Sur la figure V-4a, le laser opère sur le mode q_1 . Lorsque le gain du mode q_2 atteint le gain seuil (Figure V-4b), la diode laser saute sur ce mode (Figure V-4c). On observe alors que le gain du mode q_1 est fortement atténué par l'effet Hole-Burning. Les observations sont similaires pour le saut du mode q_2 au mode q_3 .

On observe de plus que l'influence non linéaire du gain est plus importante lorsque le courant augmente. En effet, dans ce cas, la densité de puissance optique dans la cavité laser augmente

[53]. La courbe de gain illustre que les modes supérieurs au mode lasant sont moins atténués que les modes inférieurs. Cette caractéristique a été observée expérimentalement et traduit la composante non linéaire asymétrique du gain [50-51].

TABLE 1 : Liste des paramètres utilisés pour la simulation - Diode Laser Fabry-Perot AlGaAs

Parametre	Symbol	Valeur	Unité
Facteur de confinement	Γ	0.2	-
Gain différentiel	a	2.75×10^{-12}	m^3 / s
Facteur d'élargissement	b	3×10^{19}	$m^{-3} \dot{A}^{-2}$
Moyenne du moment dipolaire au carré	$\langle R_{\dots}^2 \rangle$	2.8×10^{-57}	$C^2 m^2$
Indice de réfraction	n	3.6	-
Temps de relaxation intrabande	τ_{in}	1×10^{-13}	s
Densité de porteurs quand le gain linéaire s'annule	N_t	2.1×10^{24}	m^{-3}
Densité de porteurs quand le gain non linéaire s'annule	N_s	1.7×10^{24}	m^{-3}
Densité de porteurs au seuil	N_{th}	$(4/3)n_g$	m^{-3}
Facteur d'émission spontanée	R_{sp}	3.5×10^{-5}	-
Espacement entre les modes de la cavité	$\Delta\lambda$	3.1×10^{-10}	m
Volume de la région active	V	1×10^{-16}	m^3
Longueur de la cavité	L	323×10^{-6}	m
Longueur d'onde pic (centrale) à $20^0 C$	λ_{pic0}	850×10^{-9}	m

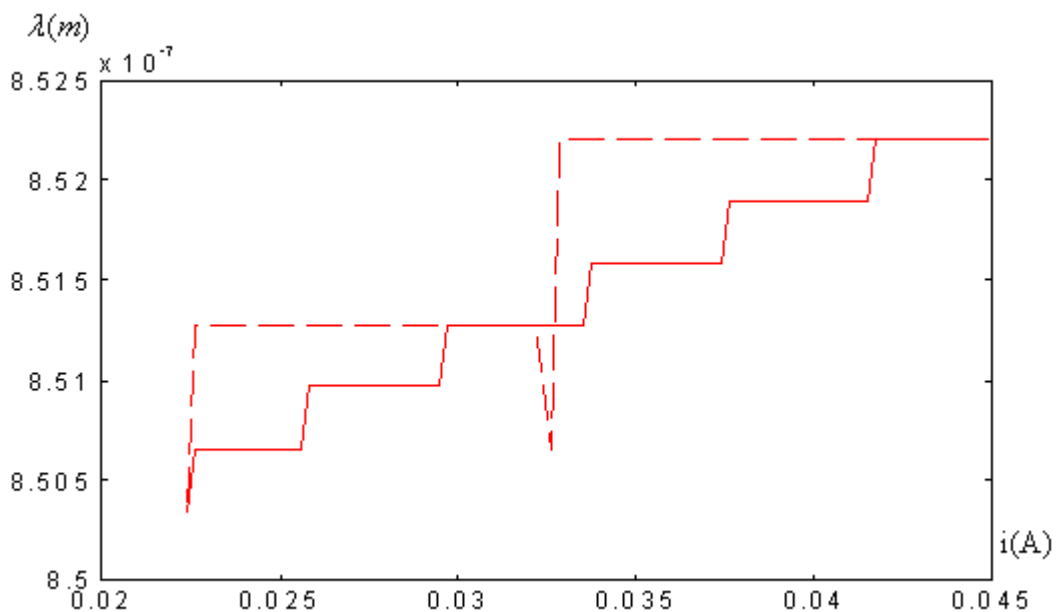


Figure V-3 Simulation des sauts de mode pour des paramètres donnés dans la table 1, en négligeant l'émission spontanée : $R_{sp}=0$. En trait continu pour i croissant, et en pointillé pour i décroissant. $\lambda = 850nm$

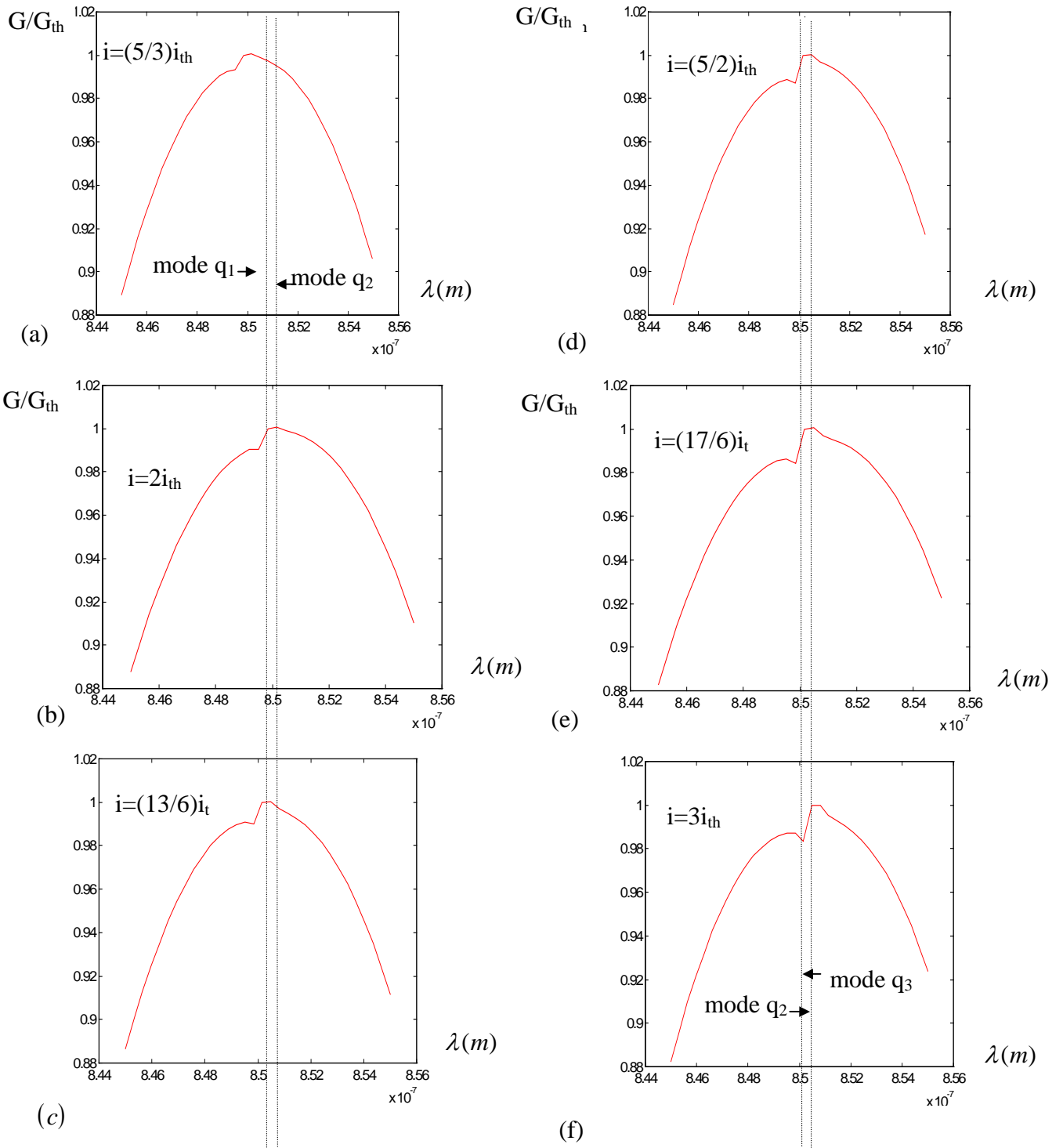


Figure V-4 Simulation de la déformation de la courbe de gain lorsque le courant d'injection augmente - On observe un saut de mode entre les figures (4b) et (4c), puis entre les figures (4e) et (4f).

1.4 ETUDE DES SAUTS DE MODE EN TENANT COMPTE DE L'EMISSION SPONTANEE

Nous nous proposons de faire la même étude mais en tenant compte à présent de l'émission spontanée de photons afin d'en mesurer l'influence sur le comportement spectral étudié. On a donc : $R_{sp} \neq 0$. Nous supposons de nouveau que la diode laser opère sur le mode p de façon quasi monomode, et étudions les conditions pour lesquelles la longueur d'onde saute du mode p vers un mode q . Nous supposons de nouveau que $S_p \gg S_q$, et que B et $(M+H)$ sont du même ordre de grandeur. Les équations bilans stationnaires s'écrivent en statique :

$$\begin{cases} 0 = S_p \cdot (A_p - B S_p - G_{th}) + R_{sp} N \frac{V}{\tau_s} \\ 0 = S_q \cdot (A_q - (M + H) S_p - G_{th}) + R_{sp} N \frac{V}{\tau_s} \\ 0 = -\frac{1}{V} A_p S_p - \frac{N}{\tau_s} + \frac{i}{eV} \end{cases} \quad (\text{V-20})$$

Avant que la longueur d'onde ne saute du mode p au mode q , la résolution du système statique donne les résultats pour S_{p0} et S_{q0} :

$$\begin{cases} S_{p0} = \frac{(A_p - R_{sp} A_p - G_{th}) + \sqrt{(A_p - R_{sp} A_p - G_{th})^2 + 4BR_{sp} \frac{i}{e}}}{2B_p} \\ S_{q0} = \frac{-R_{sp} \left(\frac{i}{e} - A_p S_{p0} \right)}{A_q - (M + H) S_{p0} - G_{th}} \end{cases} \quad (\text{V-21})$$

Remarque : Les équations sont plus compliquées mais on retrouve aisément le résultat de la première partie en négligeant l'émission spontanée.

Nous étudions de nouveau la stabilité de cette solution en utilisant les exposants de Lyapunov.

On considère une faible variation autour de l'état d'équilibre décrit par (V-21):

$$S_p = S_{p0} + \delta S_p, \quad S_q = S_{q0} + \delta S_q$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} S_p \\ S_q \end{pmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta S_p \\ \delta S_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \wp_{1sp}(S_p, S_q) \\ \wp_{2sp}(S_p, S_q) \end{pmatrix}$$

avec \wp_{1sp}, \wp_{2sp} données par :

$$\begin{cases} \wp_{1sp}(S_p, S_q) = S_p \left(A_p - BS_p - (M + H)S_q - G_{th} \right) + R_{sp} \left(\frac{i}{e} - A_p S_p \right) \\ \wp_{2sp}(S_p, S_q) = S_q \left(A_q - BS_q - (M + H)S_p - G_{th} \right) + R_{sp} \left(\frac{i}{e} - A_p S_p \right) \end{cases} \quad (\text{V-22})$$

On fait à nouveau un développement limité de \wp_{1sp} et \wp_{2sp} autour de S_{p0} et S_{q0} :

$$\begin{cases} \wp_{1sp}(S_p, S_q) = \delta S_p \left(\frac{d\wp_{1sp}}{dS_p} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} + \delta S_q \left(\frac{d\wp_{1sp}}{dS_q} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} \\ \wp_{2sp}(S_p, S_q) = \delta S_p \left(\frac{d\wp_{2sp}}{dS_p} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} + \delta S_q \left(\frac{d\wp_{2sp}}{dS_q} \right)_{S_{p0}, S_{q0}} \end{cases} \quad (\text{V-23})$$

$$\begin{cases} \wp_{1sp}(S_p, S_q) = \left(A_p - G_{th} - (M + H)S_{q0} - 2BS_{p0} - R_{sp}A_p \right) \delta S_p + \left(-(M + H)S_{p0} \right) \delta S_q \\ \wp_{2sp}(S_p, S_q) = \left(-(M + H)S_{q0} - R_{sp}A_p \right) \delta S_p + \left(A_q - G_{th} - (M + H)S_{p0} - 2BS_{q0} \right) \delta S_q \end{cases} \quad (\text{V-24})$$

Nous ne pouvons pas déduire de condition de stabilité simple à partir de ces équations. Nous proposons une analyse matricielle et définissons la matrice F par:

$$\begin{pmatrix} \frac{d\delta S_p}{dt} \\ \frac{d\delta S_q}{dt} \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} \delta S_p \\ \delta S_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1 & F_2 \\ F_3 & F_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta S_p \\ \delta S_q \end{pmatrix} \quad (\text{V-25})$$

Il est intéressant de diagonaliser la matrice F afin de déterminer une solution simple pour la condition de stabilité. La matrice peut être diagonalisée et mise sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \frac{d\delta S'_p}{dt} \\ \frac{d\delta S'_q}{dt} \end{pmatrix} = F' \begin{pmatrix} \delta S'_p \\ \delta S'_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_1 & 0 \\ 0 & \rho_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta S'_p \\ \delta S'_q \end{pmatrix} \quad (\text{V-26})$$

Nous déduisons de cette écriture matricielle :

$$\delta S'_q = \left(\delta S'_q \right)_{t=0} \exp[\rho_2 t] \quad (\text{V-27})$$

De la même façon que dans la première partie, ρ_i est l'exposant de Lyapunov et la condition de stabilité s'exprime par : $\rho_1 < 0$ ou $\rho_2 < 0$.

Il faut donc exprimer les valeurs propres ρ_i ($i = 1, 2$). Pour cela, nous suivons la procédure classique d'algèbre linéaire et nous résolvons donc l'équation :

$$\det \begin{vmatrix} F_1 - \rho_i & F_2 \\ F_3 & F_4 - \rho_i \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{V-28})$$

Nous en déduisons les solutions pour les valeurs propres et la condition de stabilité :

$$\rho_i = \frac{(F_1 + F_4) \pm \sqrt{(F_1 + F_4)^2 - 4(F_1 F_4 - F_3 F_2)}}{2} < 0 \quad (\text{V-29})$$

Pour la simulation, on procède de la même façon en fixant un premier mode lasant p puis en faisant varier le courant de $1.5i_{th}$ à $3i_{th}$ (organigramme de la figure V-2). Les calculs de S_p , A_p , N pour chaque valeur de courant d'injection s'effectuent en résolvant le système d'équations en statique :

$$\begin{cases} S_p = \frac{R_{sp} NV}{\tau_s (-A_p + BS_p + G_{th})} \\ A_p = a\Gamma \left(N - N_g - b(\lambda_{pic} - \lambda_p)^2 \right) \\ N = \tau_s \left(\frac{i}{eV} - \frac{1}{V} A_p S_p \right) \end{cases} \quad (\text{V-30})$$

Nous appliquons la nouvelle condition de stabilité (V-29) pour décider d'un saut (ou non) sur un mode q , et lorsqu'il y a un saut, le mode q devient le nouveau mode lasant p .

Remarque : Si $R_{sp} = 0$, on retrouve le résultat précédent : $\rho = F_4$ (Condition $G_q < G_{th}$).

Les paramètres utilisés pour la simulation sont pris de nouveau dans la table 1. Les figures V-5 et V-6 illustrent les résultats de simulation obtenus pour deux coefficients d'émission spontanée : $R_{sp} = 5 \times 10^{-5}$ et $R_{sp} = 1 \times 10^{-5}$. Nous observons en comparant les deux simulations que la zone d'hystérésis augmente lorsque le facteur d'émission spontanée diminue. Ce résultat confirme ceux obtenus par Yamada [57] dans son étude sur les sauts de mode. L'influence de l'émission spontanée semble plus importante quand le courant décroît.

De plus, nous avons représenté sur les figures V-7 et V-8 l'influence du coefficient de temps de relaxation intrabande τ_{in} . Lorsque τ_{in} augmente, les effets non linéaires sur le gain augmentent. En particulier, le phénomène de « hole-burning » est plus important, les modes latéraux sont plus atténués, et la diode laser semble devenir plus stable. En revanche, les sauts de modes ne s'effectuent plus obligatoirement entre deux modes voisins, mais sont généralement observés entre deux modes plus éloignés (figure V-8).

1.5 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE D'EMISSION SUR LE COMPORTEMENT SPECTRAL

Il est intéressant de rappeler que les paramètres a, b et N_t pour le gain linéaire ainsi que N_s et R pour le gain non linéaire sont des valeurs spécifiques au matériau semi-conducteur utilisé, et qu'ils jouent par ailleurs un rôle important dans le comportement spectral de la diode laser. Il est donc intéressant d'observer pour des matériaux différents (donc des longueurs d'onde différentes) le comportement spectral, et ainsi déterminer une longueur d'onde optimale pour chacune des applications du self-mixing.

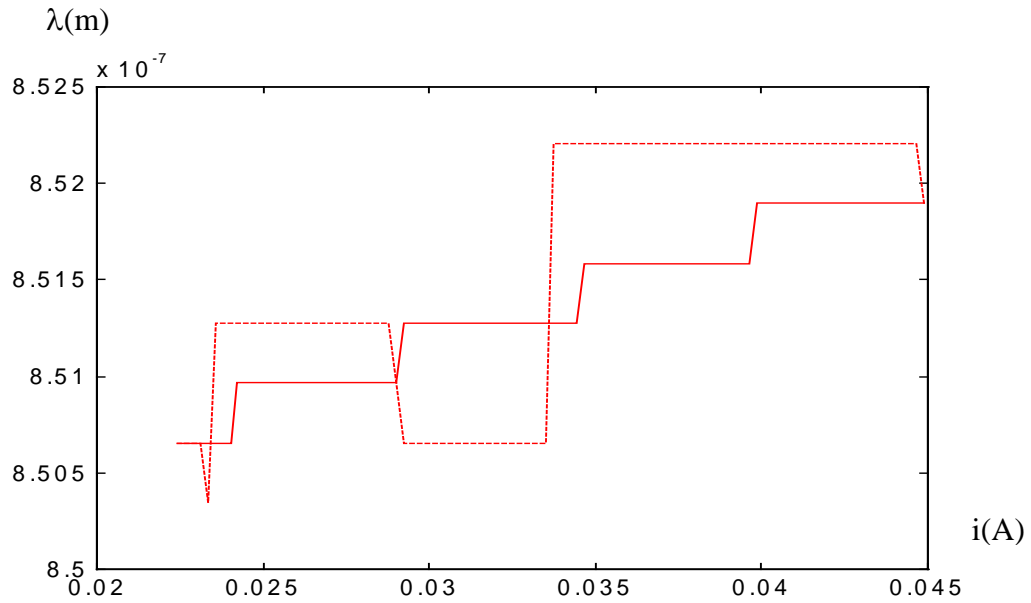


Figure V-5 Simulation des sauts de modes avec les paramètres de la table 1 et en prenant un facteur d'émission spontanée $R_{sp} = 5 \times 10^{-5}$. En trait continu pour i croissant, et en pointillé pour i décroissant. $\lambda = 850\text{nm}$

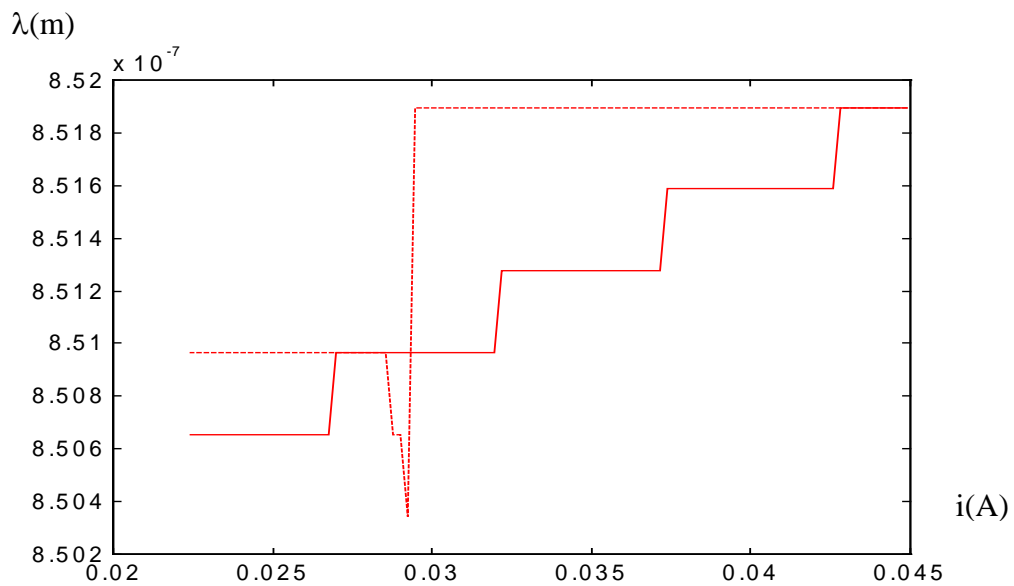


Figure V-6 Simulation des sauts de modes avec les paramètres de la table 1 et en prenant un facteur d'émission spontanée $R_{sp} = 1 \times 10^{-5}$. En trait continu pour i croissant, et en pointillé pour i décroissant. $\lambda = 850\text{nm}$

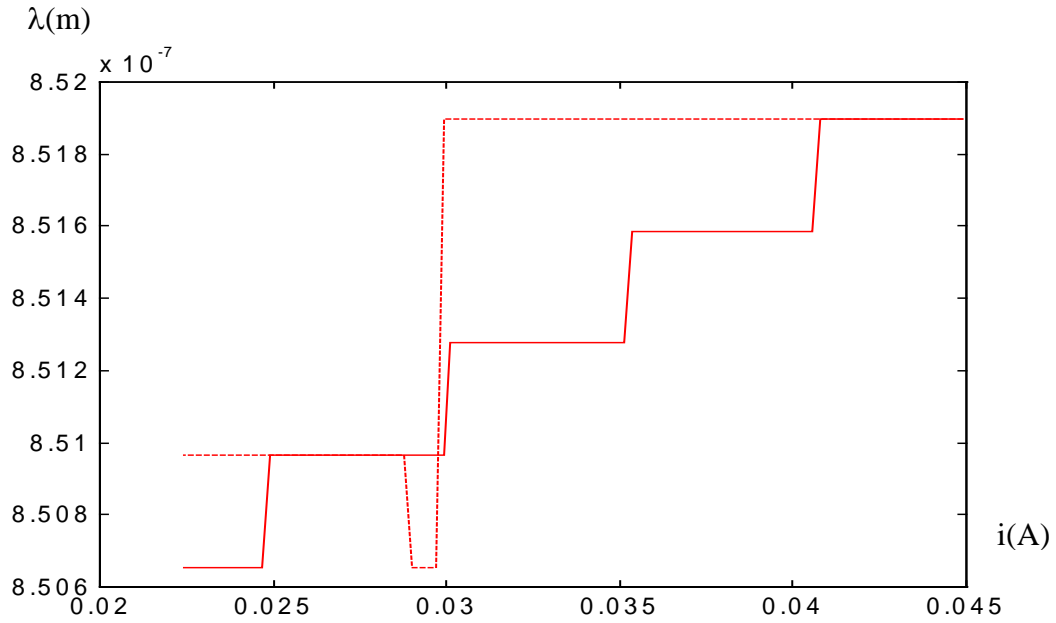


Figure V-7 Simulation des sauts de modes avec les paramètres de la table 1 et en prenant un temps de relaxation intrabande $\tau_{in} = 1.1 \times 10^{-13}$ s. En trait continu pour i croissant, et en pointillé pour i décroissant. $\lambda = 850\text{nm}$

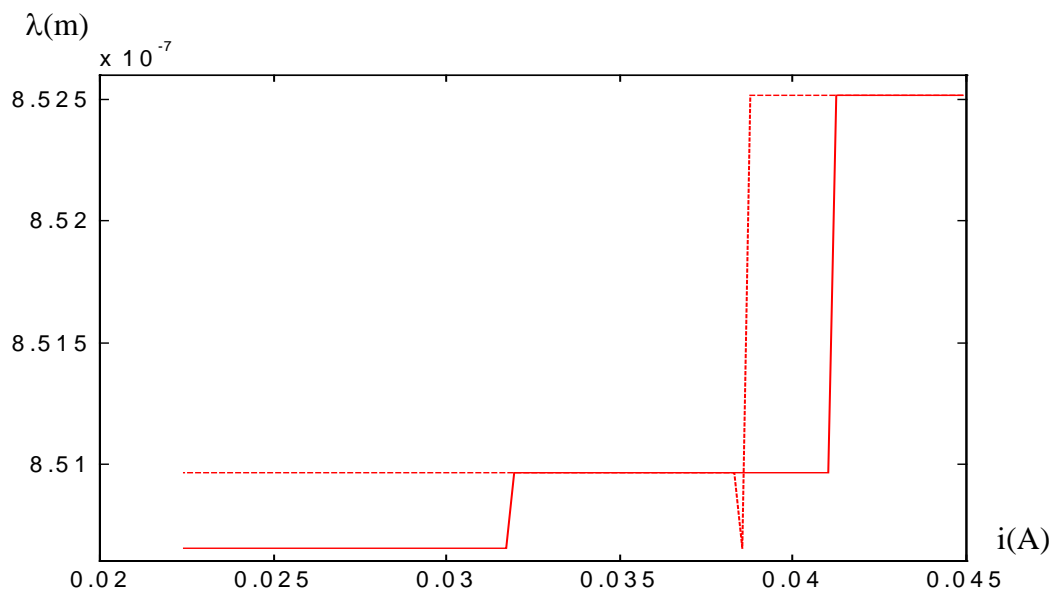


Figure V-8 Simulation des sauts de modes avec les paramètres de la table 1 et en prenant un temps de relaxation intrabande $\tau_{in} = 1.25 \times 10^{-13}$ s. En trait continu pour i croissant, et en pointillé pour i décroissant. $\lambda = 850\text{nm}$

Les figures V-9 à V-12 illustrent les variations de ces paramètres pour différentes longueurs d'onde (ou différentes valeurs de la bande interdite « Band Gap ») [5].

La figure V-9 montre une approximation de la longueur équivalente du moment dipolaire en fonction de l'énergie de la bande interdite (« Band Gap ») obtenue par Asada & al dans [45].

Dans cette approximation, la longueur équivalente du moment dipolaire s'écrit :

$$\langle r \rangle = \frac{4.4}{E_g} = 3.5 \lambda_g \text{ (Å)} \quad (\text{V-31})$$

avec, λ_g la longueur d'onde centrale du laser, E_g l'énergie de la bande interdite.

On déduit le moment dipolaire de l'équation :

$$\langle r \rangle = \frac{\sqrt{\langle R^2 \rangle}}{e} \quad (\text{V-32})$$

On observe que pour de grandes longueurs d'onde, donc pour une énergie de bande interdite plus faible, le moment dipolaire croît, ce qui accentue le coefficient de suppression de gain, et donc le gain non linéaire symétrique (équations (V-4) et (V-5)).

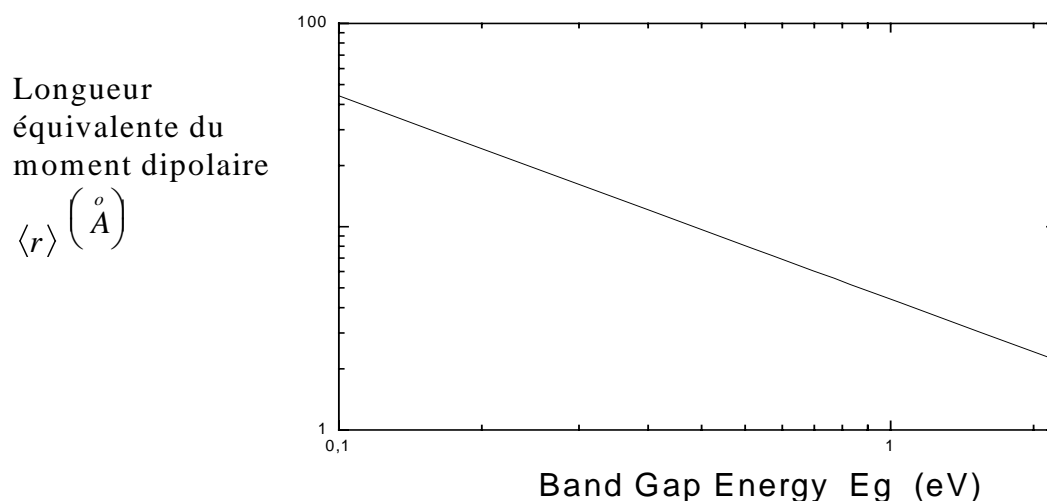


Figure V-9 Longueur équivalente du moment dipolaire en fonction de l'énergie de la bande interdite (« Band Gap »)[45].

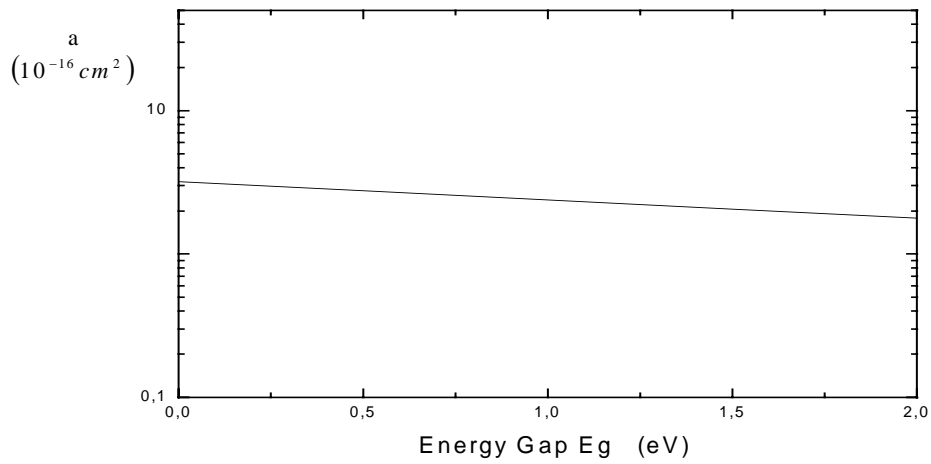


Figure V-10 Coefficient a du gain linéaire en fonction de l'énergie de la bande [45].

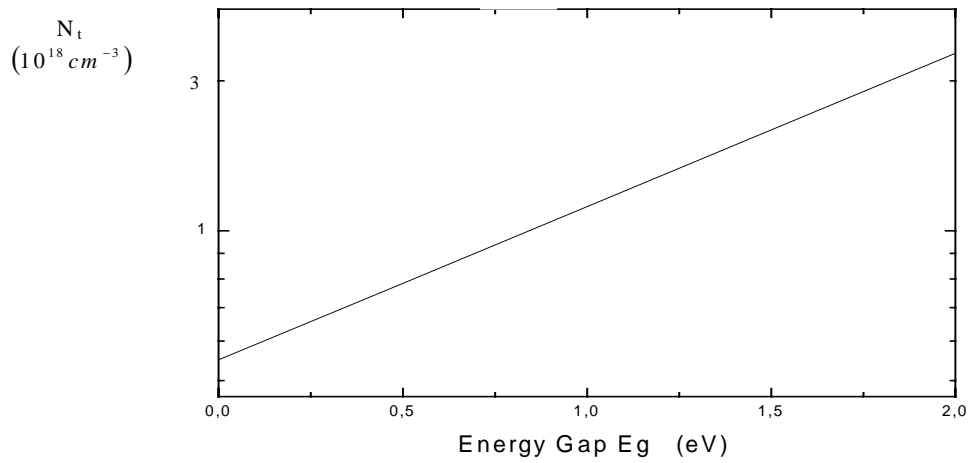


Figure V-11 Coefficient N_t en fonction de l'énergie de la bande interdite [45].

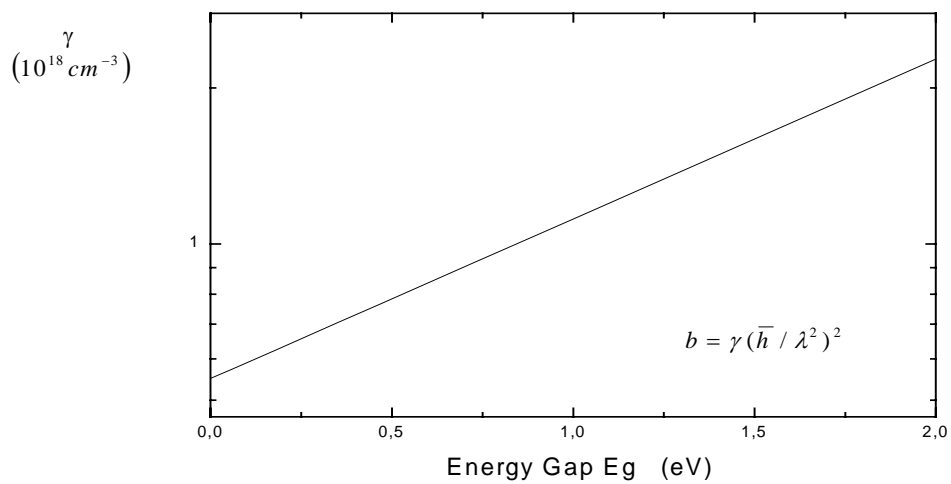


Figure V-12 Coefficient γ en fonction de l'énergie de la bande interdite [45].

Les figures V-10 à V-12 illustrent les variations des trois paramètres liés au gain linéaire. Le coefficient a peut être considéré comme quasi-constant, en revanche les coefficients b et N_t augmentent avec l'énergie de la bande interdite. Nous pouvons donc conclure que les longueurs d'onde plus grandes sont plus stables [45]. C'est une caractéristique que nous avons observée expérimentalement. Les diodes lasers testées dans le visible (rouge) sont moins stables que celles testées dans l'infrarouge. Ces observations ont été faites expérimentalement et sont rappelées plus loin dans cette étude, dans le paragraphe 1-6.

Les figures V-13 et V-14 illustrent les résultats de simulations obtenus pour une longueur d'onde $\lambda = 1.3 \mu\text{m}(0.95\text{eV})$. Les nouveaux paramètres pour a , b , N_t , N_s peuvent être déterminés avec les figures V-10 à V-12, ou en utilisant les approximations suivantes [45] :

$$\begin{aligned} a &= 3.2 \times 10^{-16} \exp(-E_g / 3.4\text{eV}) \\ N_t &= 5 \times 10^{17} \exp(E_g / 0.96\text{eV}) \\ b &= (hc / \lambda^2)^2 \times 5.5 \times 10^4 \exp(E_g / 1.41\text{eV}) \end{aligned}$$

On trouve pour ces paramètres : $a = 2.75 \times 10^{-12} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$, $N_t = 1.5 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$, $b = 4 \times 10^{18} \text{m}^{-3} \text{A}^{-2}$.

De plus, nous prenons pour la longueur de la cavité et l'indice de réfraction les valeurs données pour une diode laser InGaAsP-InP [53] : $L = 250 \mu\text{m}$, $n = 3.4$.

Les autres paramètres sont repris dans la table 1. La figure V-13 est obtenue en prenant un coefficient d'émission spontanée $R_{sp} = 1 \times 10^{-5}$ et la figure V-14 en prenant $R_{sp} = 9 \times 10^{-5}$.

Comme prévu, le comportement spectral est plus stable pour cette longueur d'onde puisque l'on observe moins de sauts (comparaison entre les figures (V-13 et V15) et les figures (V-4 et V-5)).

Notons de plus que nous n'avons pas modifié, pour cette longueur d'onde, le temps de relaxation intrabande. En l'augmentant, on observerait une stabilité et une zone d'hystérésis encore plus importante [58-59].

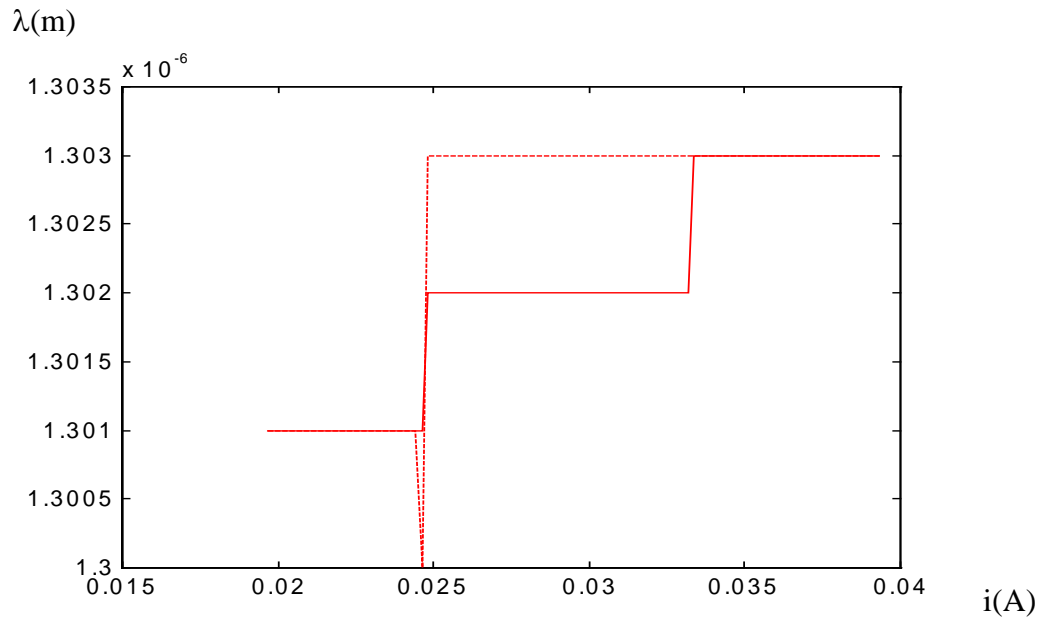


Figure V-13 Simulation des sauts de modes pour $\lambda = 1.3\mu m$, facteur d'émission spontanée $R_{sp} = 1 \times 10^{-5}$. En trait continu pour i croissant, et en pointillé pour i décroissant

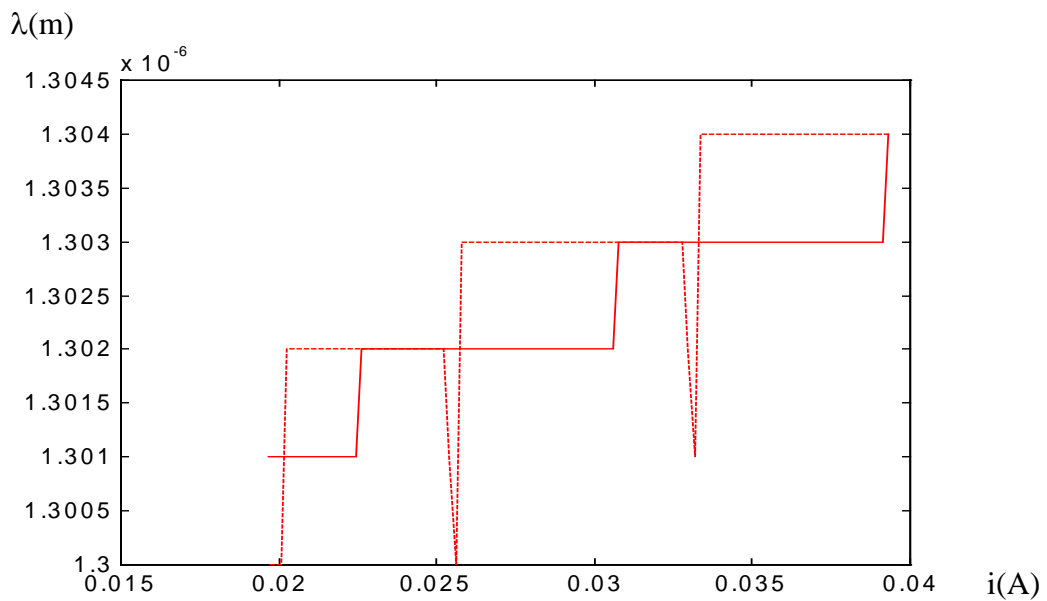


Figure V-14 Simulation des sauts de modes pour $\lambda = 1.3\mu m$, facteur d'émission spontanée $R_{sp} = 9 \times 10^{-5}$. En trait continu pour i croissant, et en pointillé pour i décroissant

1.6 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans cette partie, nous présentons les résultats expérimentaux relevés pour deux types de diodes lasers, toutes deux émettant autour de 800 nm. Il s'agit de 3 diodes lasers HITACHI et de 1 diode laser MITSUBISHI dont les caractéristiques données par les constructeurs sont répertoriées dans le tableau V-2. Dans ce tableau sont également présentées les caractéristiques et les observations expérimentales effectuées sur d'autres diodes lasers Fabry-Perot. Ainsi, il ressort de ces premières observations expérimentales que seules les diodes lasers HITACHI 7851G, MITSUBISHI 64110N et SHARP LT024MD présentent un intérêt pour les applications du self-mixing. Nous nous sommes en particulier intéressés aux diodes lasers HITACHI 7851G qui semblent très stables en longueur d'onde. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure V-15. La diode laser est pilotée en courant et en température. La longueur d'onde est déterminée à l'aide d'un lambdamètre Burleigh avec une précision de 0.1 \AA^0 . Ce lambdamètre transmet les informations à un PC qui commande également le courant d'injection et la température. Pour chaque diode laser, nous avons donné une représentation 3D du comportement spectral en fonction du courant et de la température, et une représentation 2D de la longueur d'onde en fonction du courant pour une température fixée. Nous avons choisi dans ce cas une température pour laquelle la diode laser était particulièrement stable.

Les résultats expérimentaux obtenus sont en accord avec les simulations présentées précédemment. On remarque cependant l'effet du « Chirp », c'est à dire une variation continue de la fréquence optique due à la dilatation de la cavité qui se traduit par une pente non nulle pour les paliers stables. Pour les simulations, on rappelle qu'on a négligé ce phénomène pour ne s'intéresser qu'aux paliers stables. Comme prévu par la théorie, les paliers descendants pour la variation de la longueur d'onde en fonction du courant sont plus stables que les paliers montants. On observe de plus que les diodes lasers issues d'une même référence ne se comportent pas exactement de la même façon.

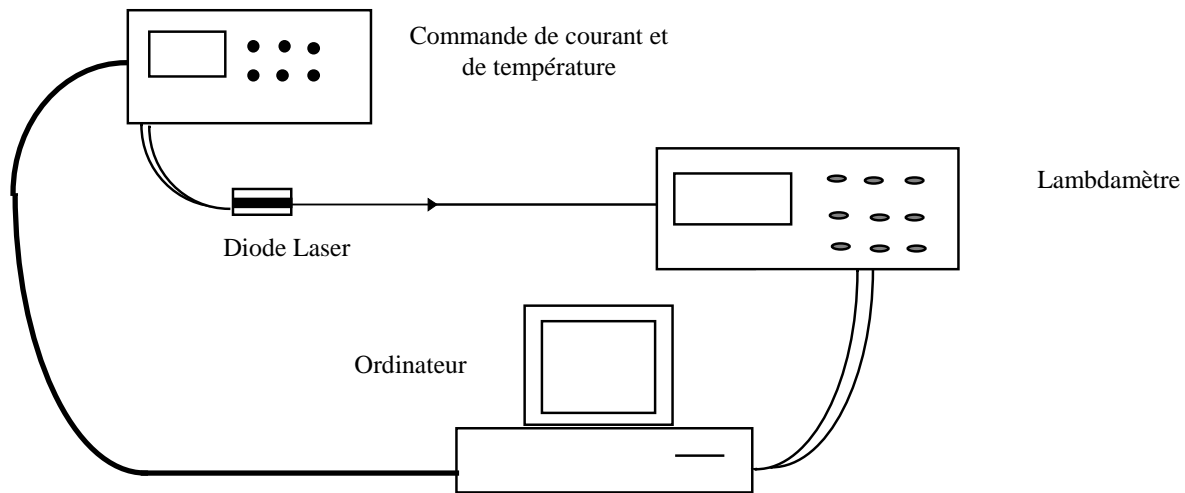


Figure V-15 Dispositif expérimental d'étude du comportement spectral d'une diode Laser

Table V-2 Données constructeur et observations expérimentales pour différentes diodes lasers Fabry-Perot

MARQUE	REF.	Matériaux	P (mW)	λ (nm)	SPECIFICITES
SDL	SDL-7201	??	5	635	Monomode mais peut passer multimode avec la température.
TOSHIBA	TOLD9521	InGaAlP MQW	3	635	Faible longueur de cohérence (<1m) Pas de saut de mode, mais un glissement d'un mode vers un autre par un passage multimode
TOSHIBA	TOLD9221	InGaAlP MQW	5	670	Longueur de cohérence >3m Faiblement multimode comportement identique à la TOLD9521
PHILIPS	CQL800	??	5	675	Multimode
SHARP	LT027MD	InGaAlAs	10	780	Monomode excursion en fréquence optique jusque ~100GHz
SHARP	LT024MD	InGaAlAs	30	780	Monomode excursion en fréquence optique jusque ~100GHz
MITSUBISHI	ML4412N	AlGaAs	5	780	Faiblement multimode
MITSUBISHI	ML64110N	AlGaAs MOCVD	30	790	Monomode, grande longueur de cohérence (~10m), excursion en fréquence optique jusque ~100GHz
HITACHI	HL7851G	GaAlAs MQW	50	785	Monomode, grande longueur de cohérence (~10m), excursion en fréquence optique jusque ~160GHz

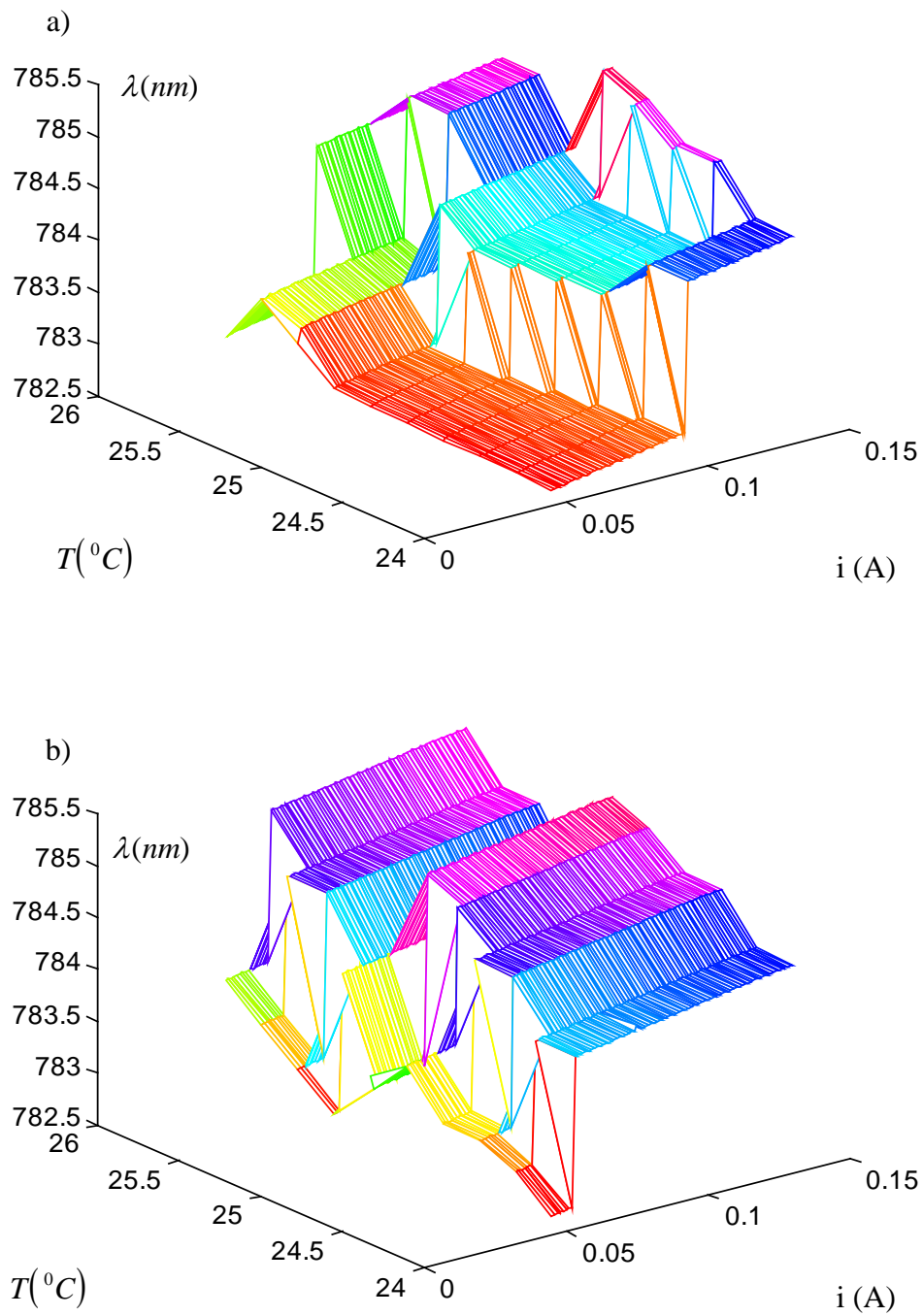


Figure V-16 Représentation 3D du comportement spectral d'une diode laser HITACHI 1 en fonction du courant et de la température.
a) pour un courant d'injection croissant - b) pour un courant d'injection décroissant

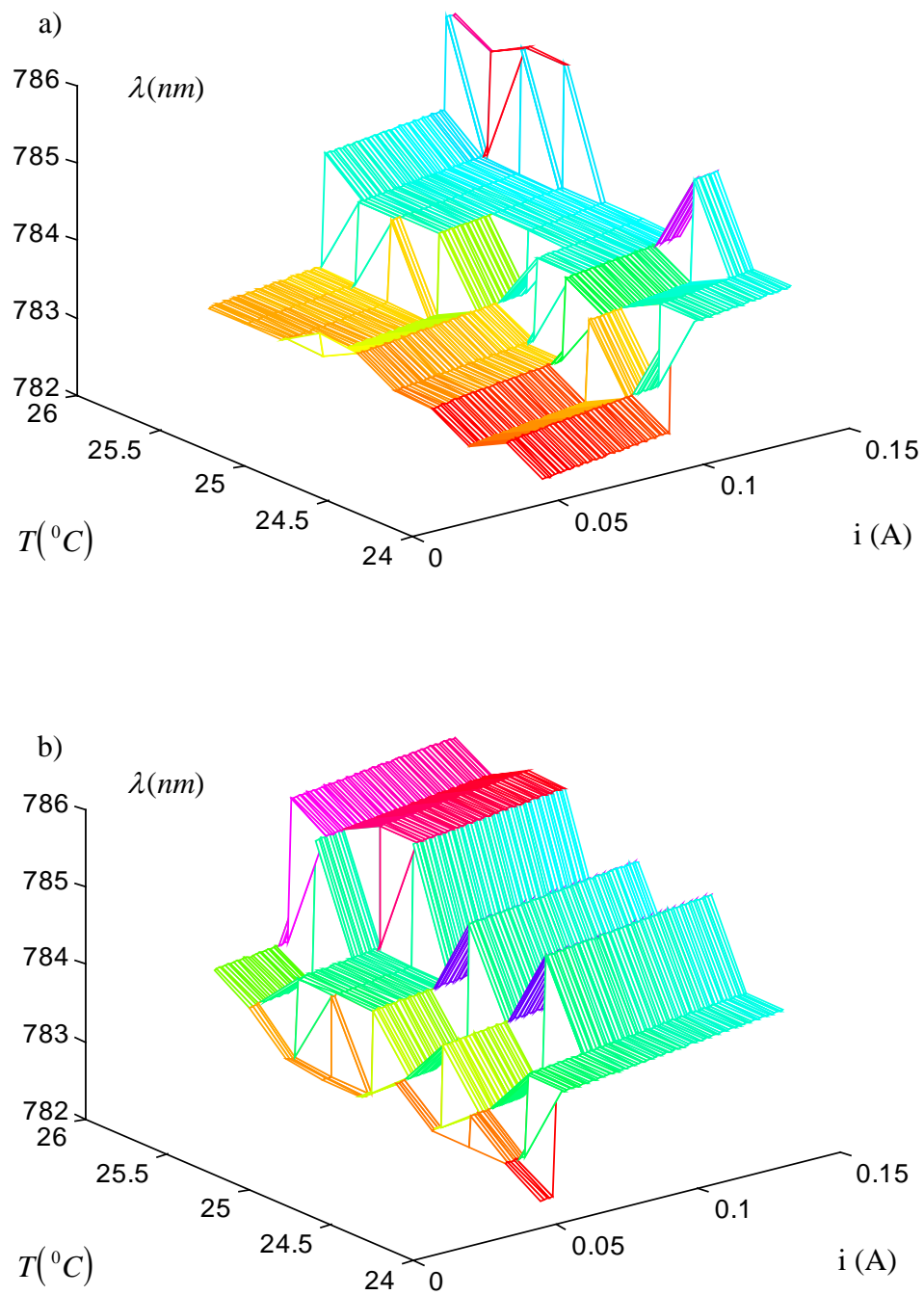


Figure V-17 Représentation 3D du comportement spectral d'une diode laser HITACHI 2 en fonction du courant et de la température.
a) pour un courant d'injection croissant - b) pour un courant d'injection décroissant

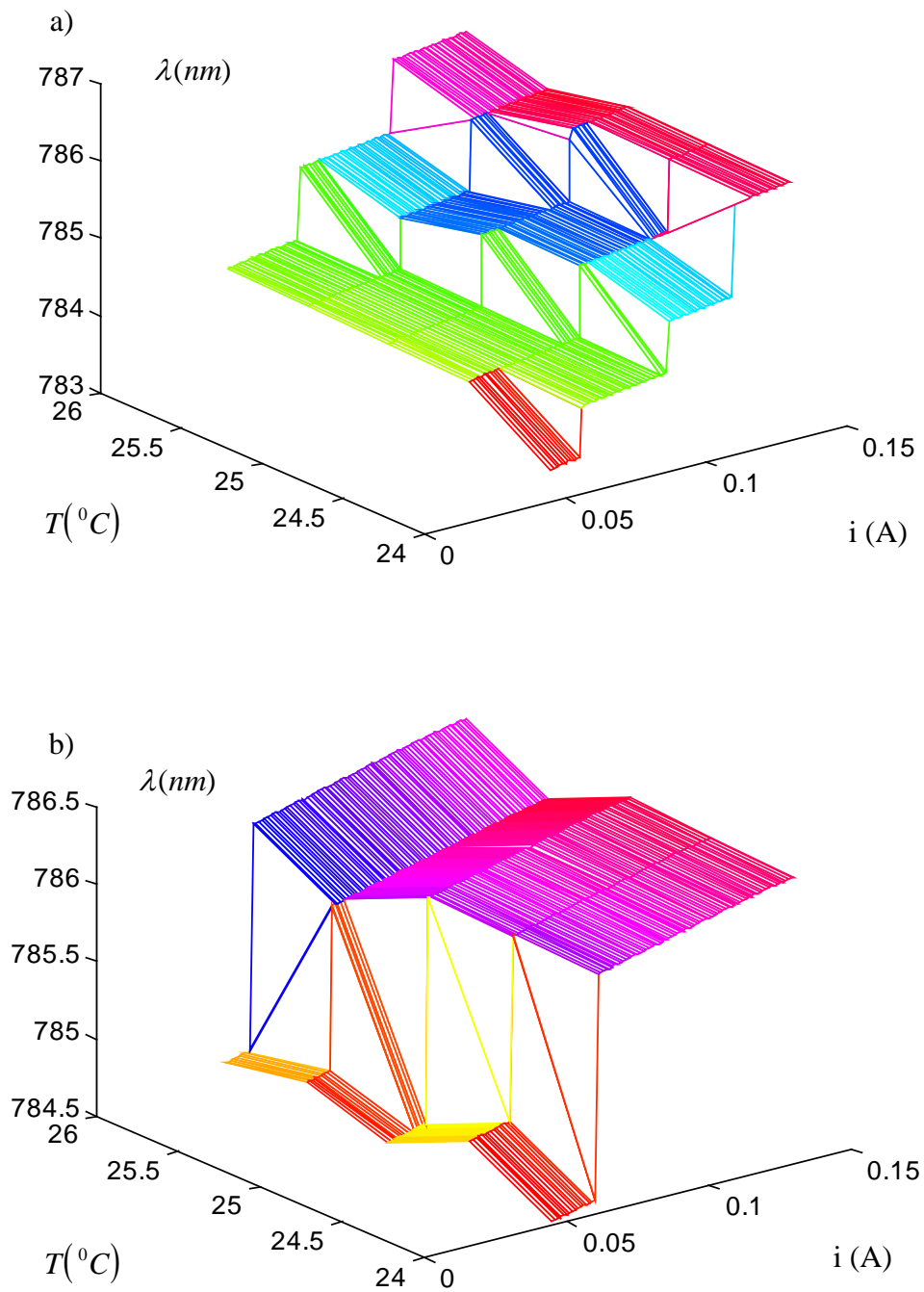


Figure V-18 Représentation 3D du comportement spectral d'une diode laser HITACHI 3 en fonction du courant et de la température.
a) pour un courant d'injection croissant - b) pour un courant d'injection décroissant

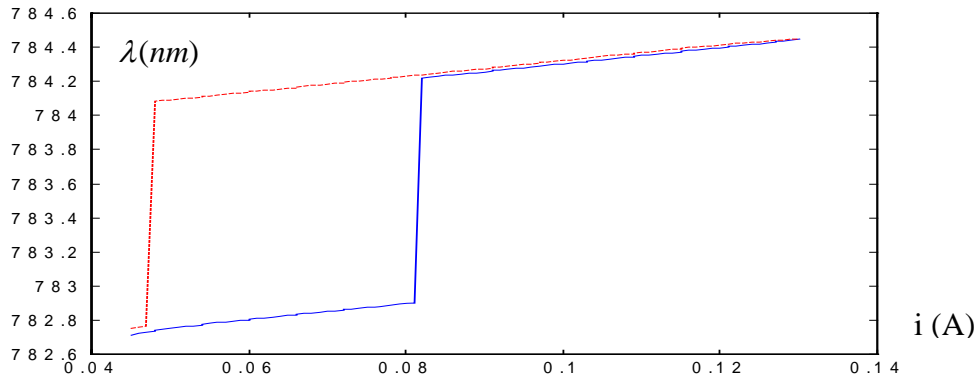


Figure V-19 Résultats expérimentaux pour le comportement spectral de la diode laser HITACHI 1 - $T = 25^{\circ}C$ - i croissant en trait plein et i décroissant en pointillé.

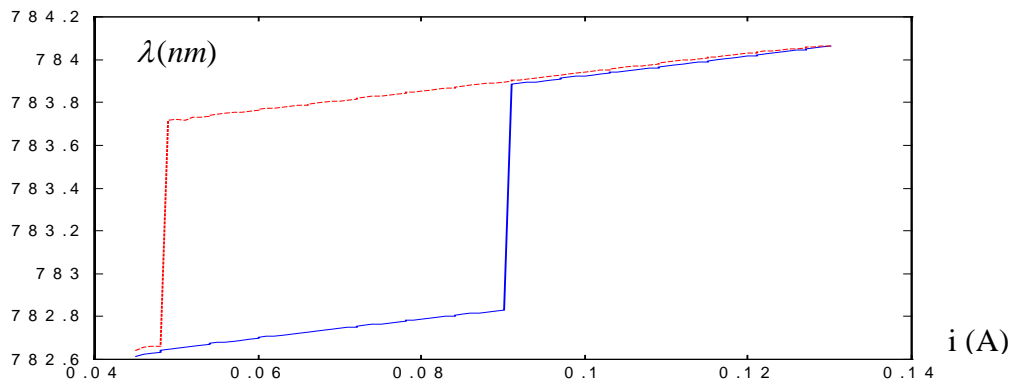


Figure V-20 Résultats expérimentaux pour le comportement spectral de la diode laser HITACHI 2 - $T = 24^{\circ}C$ - i croissant en trait plein et i décroissant en pointillé.

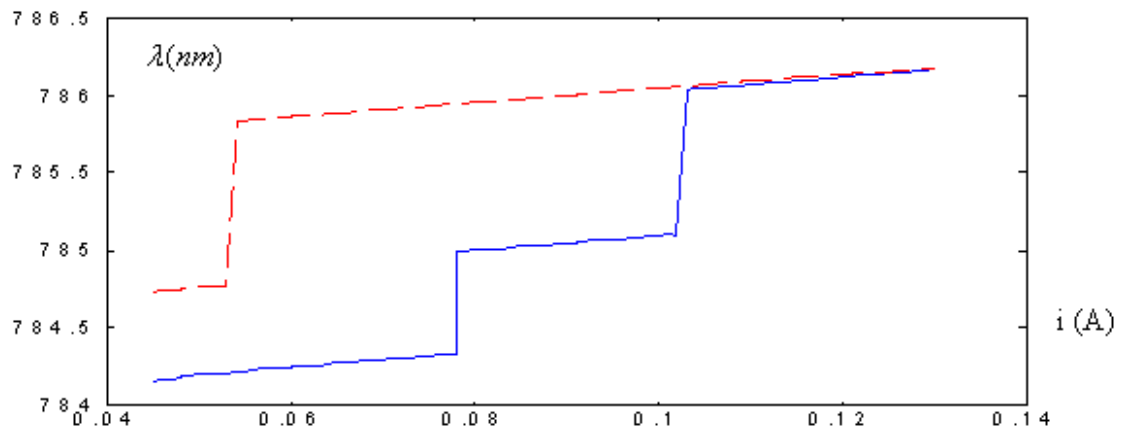


Figure V-21 Résultat expérimentaux pour le comportement spectral de la diode laser HITACHI 3 - $T = 25.5^{\circ}C$ - i croissant en trait plein et i décroissant en pointillé.

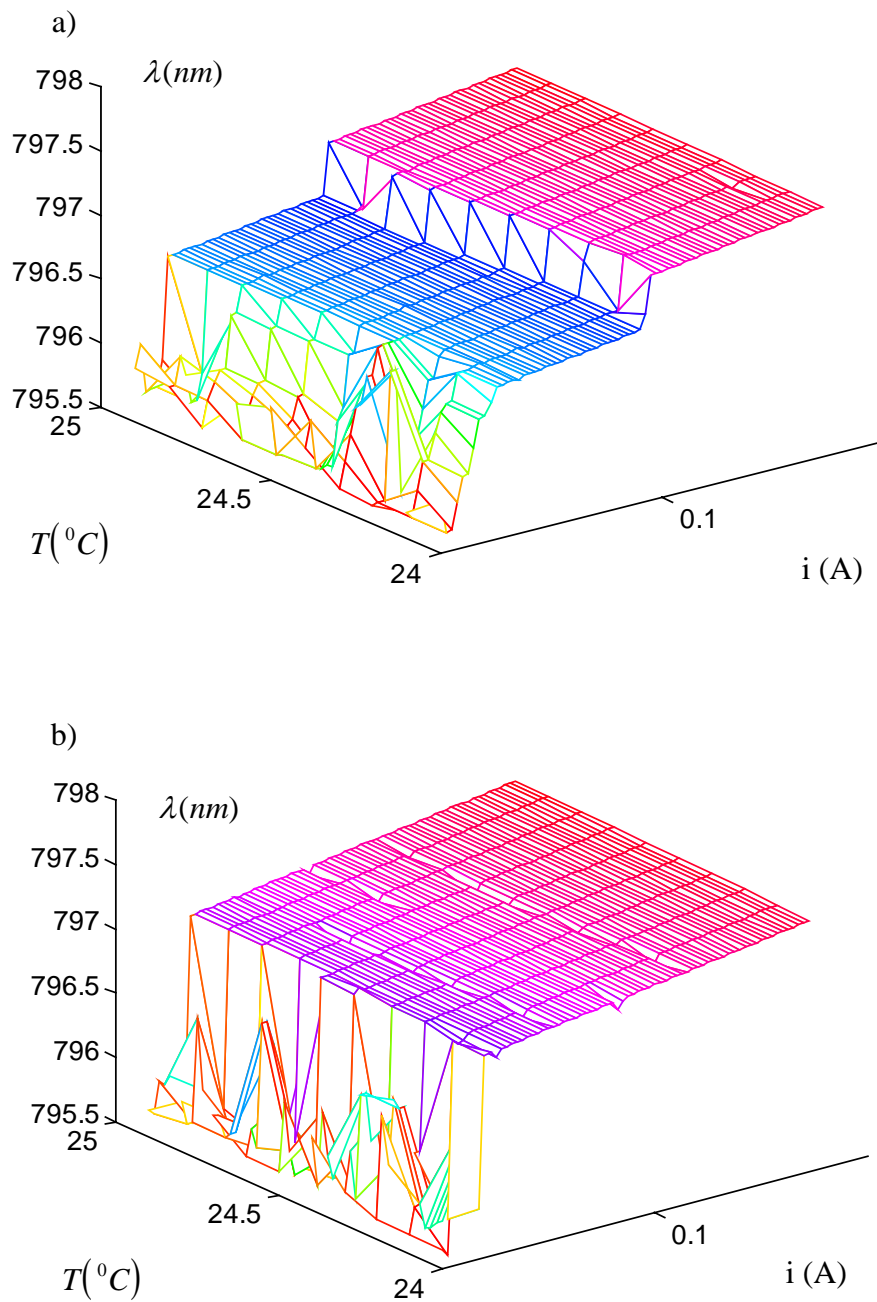


Figure V-22 Représentation 3D du comportement spectral d'une diode laser MITSUBISHI1 en fonction du courant et de la température.
a) pour un courant d'injection croissant - b) pour un courant d'injection décroissant

1.7 CONCLUSION SUR LA STABILITE SPECTRALE DES DIODES LASERS FABRY-PEROT

Cette première étude sans cible nous permet de cerner les caractéristiques essentielles qu'une diode laser Fabry-Perot doit posséder pour permettre un fonctionnement stable en longueur d'onde. L'influence de la présence d'une cible sera étudiée au paragraphe suivant. Cependant, il est dès à présent possible d'orienter clairement le choix de la source laser pour les applications du self-mixing. En effet, une diode laser instable sans cible le restera ou verra son instabilité s'accroître dans les conditions du self-mixing. Il n'est donc intéressant d'étudier l'influence de la présence d'une cible que pour des diodes lasers stables en fonctionnement normal, c'est à dire sans cible.

Les résultats de simulation traduisent bien les phénomènes expérimentaux observés. Les sauts de modes et les paliers stables sont issus de la forme de la courbe de gain ainsi que de sa déformée lorsque que le laser émet. L'hystérésis relevée sur certaines diodes est mise en évidence et démontre que la zone de stabilité la plus importante se trouve sur un palier descendant de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection. C'est un résultat intéressant pour les applications du self-mixing.

D'une façon générale, on observe que la stabilité spectrale des diodes lasers est améliorée pour des lasers qui ont, d'une part une faible longueur de cavité car la sélection des modes par la courbe de gain est dans ce cas meilleure (l'espace entre modes est plus important), et d'autre part qui ont un faible coefficient d'émission spontanée car, dans ce cas, les zones d'hystérésis et donc les paliers stables sont plus importants.

Nous allons présenter, pour chacune des applications que sont la mesure de distance et la mesure de déplacement par self-mixing, les critères de choix de la source laser à utiliser.

1.7.1 Mesure de distance par self-mixing

Nous rappelons que pour cette application, et dans le cas où la méthode du comptage de pics est retenue (cf Chapitre II), la précision de la mesure dépend de l'excursion en fréquence optique maximale obtenue sans saut de mode. Si l'on considère la représentation de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection, il est donc judicieux de se placer sur un palier descendant plutôt que sur un palier montant.

En ce qui concerne le choix de la longueur d'onde, si les grandes longueurs d'onde semblent être plus stables comme le montre la comparaison entre les simulations de diodes lasers émettant à 850 et 1300nm, l'excursion maximale de la fréquence optique est alors plus faible. En effet, l'excursion en fréquence optique s'écrit en fonction de l'excursion en longueur d'onde :

$$\Delta \nu = -\frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda \quad (\text{V-33})$$

Dans les exemples traités précédemment, il est clair que le dénominateur de (V-33) croit beaucoup plus rapidement que le numérateur lorsque la longueur d'onde passe de 850 à 1300nm. *Exemple* : Pour la diode laser simulée à 850 nm et pour un coefficient d'émission spontanée $R_{sp} = 1 \times 10^{-5}$, on obtient une excursion maximale en longueur d'onde de $2^\circ\text{C} \times 0.8 \overset{\circ}{\text{Å}} = 1.6 \overset{\circ}{\text{Å}}$, ce qui donne une excursion en fréquence optique de 66GHz. Pour la deuxième diode à 1.3 μm , l'excursion maximale en longueur d'onde est de $2^\circ\text{C} \times 0.8 \overset{\circ}{\text{Å}} = 1.6 \overset{\circ}{\text{Å}}$, ce qui donne une excursion en fréquence optique de 28 GHz.

Notons de plus que les diodes lasers multi-puits quantiques présentent aussi des caractéristiques intéressantes pour cette application. En effet, les coefficients spécifiques du gain linéaire (a , b et N_l) qui imposent la forme parabolique de la courbe de gain linéaire sont propices à une meilleure sélectivité du mode lasant [5]. La courbe de gain est dans ce cas plus étroite et donc

plus sélective que celle imposée par un laser à semiconducteur de type hétérostructure simple émettant à une même longueur d'onde.

Les figures V-16 à V-22 illustrent les résultats expérimentaux obtenus pour différentes diodes lasers HITACHI 7851G et MITSUBISHI ML64110N émettant autour de 800nm . Pour chacune d'entre elles, nous avons étudié le comportement spectral pour différentes températures et ainsi obtenu une carte 3D des zones de stabilité. On observe que la diode laser HITACHI 2 est très stable et permet d'atteindre une excursion continue en fréquence optique de 160GHz . En utilisant la relation II-18 exprimant la résolution du télémètre par self-mixing, on obtient une précision théorique de 1 mm . Ce type de diode laser Fabry-Perot est donc une source bien adaptée pour la mesure de distance par self-mixing. Elle associe à la fois une stabilité spectrale satisfaisante, une excursion continue en fréquence optique importante, une longueur de cohérence de plusieurs mètres et une puissance d'émission importante. Quant à son prix, il n'excède pas 1000 Frs à l'unité.

Nous rappelons que le choix de cette diode laser est conforme à ce qu'on attendait suite à l'étude théorique développée précédemment. Il s'agit en effet d'une diode laser Fabry-Perot multi-puits quantiques qui émet autour de 800nm .

Enfin, les diodes lasers issues d'un même fabricant présentent des disparités de fonctionnement importantes. Les points ou les zones de fonctionnement optimales ne peuvent pas se déduire d'un laser à l'autre, même issus d'une référence identique. Il est donc primordial de tester chaque diode laser avant son utilisation pour déterminer ses régions de stabilité les plus intéressantes.

1.7.2 Mesure de déplacement par self-mixing

Pour la mesure de déplacement par self-mixing, la longueur des paliers stables est moins importantes car la fréquence optique du laser n'est pas modulée. Toutes les diodes lasers présentant des paliers stables, même réduits peuvent convenir.

En ce qui concerne la longueur d'onde à utiliser, une diode laser émettant dans le visible présente un avantage certain pour les applications industrielles. Cependant, même si les courtes longueurs d'onde ont l'avantage d'être visibles, les diodes lasers émettant à ces longueurs d'onde sont peu stables et peu monomodes [45]. En effet, autour de 600 nm, les paramètres de gain donnés par les courbes de Suematsu & al [5][45](figures V-9 à V-12) ne permettent pas une bonne élimination des modes latéraux. Rappelons que la diode laser doit être quasi monomode pour toutes les applications du self-mixing.

De plus, la résolution de base du capteur de déplacement par self-mixing est de $\lambda/2$. Cette remarque impose de trouver le meilleur compromis entre stabilité et courte longueur d'onde. De nouveau, les diodes lasers émettant autour de 800 nm sont un bon choix. Les diodes lasers SHARP LT024MD, MITSUBISHI 64110N ou HITACHI 7851G conviennent pour cette application si l'on choisit correctement le point de fonctionnement en courant et en température. Pour cette application, il est donc aussi nécessaire de caractériser expérimentalement la diode laser pour déterminer son point de fonctionnement.

1.7.3 Conclusion

Les diodes lasers émettant autour de 800nm sont donc les sources Fabry-Perot les mieux adaptées pour les applications du self-mixing. Elles présentent en effet un bon compromis entre stabilité et valeur de l'excursion en fréquence optique maximale envisageable sans saut de mode. De plus une structure MQW (multi-puits quantiques) est un atout supplémentaire pour la stabilité du mode lasant.

Les paramètres définissant les lasers à semiconducteurs fluctuent, même pour des diodes de références identiques. Les résultats théoriques obtenus présentent donc les grandes lignes pour le choix des diodes lasers à utiliser. La détermination complète des conditions d'utilisation de la diode laser nécessite obligatoirement une caractérisation expérimentale afin de choisir la configuration et le point de fonctionnement optimal. Enfin, les résultats présentés ne tiennent

pas compte des perturbations créées par la cible. Des observations expérimentales ont montré que les perturbations engendrées par la présence d'une cible jouent un rôle important dans le comportement spectral d'une diode laser. La prochaine partie présente donc une étude relative à l'influence de la présence d'une cible sur les résultats obtenus.

2. ETUDE DE LA DIODE LASER AVEC CIBLE

2.1 ETUDE THEORIQUE

On considère dans cette partie la diode laser en présence d'une cible. On suppose que la cible est à une distance D compatible avec la condition de cohérence du laser en présence d'une cible (cf Chapitre III). On se place dans les conditions optimales pour le self-mixing, c'est à dire qu'on suppose le coefficient C , défini précédemment, proche de l'unité.

On souhaite effectuer le même type d'étude que dans la première partie de ce chapitre, mais en tenant compte des perturbations générées par une faible quantité d'onde lumineuse rétrodiffusée par la cible vers la cavité laser [55]. Pour cela, on utilise les mêmes équations bilans en ne modifiant que le gain seuil défini dans le chapitre II. On rappelle que celui-ci s'écrit :

$$G_{thc} = G_{th} - \frac{\kappa_{ext}}{L} \frac{c}{n} \cos(2\pi\nu\tau_D) \quad (\text{V-34})$$

G_{thc} est le nouveau gain seuil modifié par la présence d'une cible. Le terme en cosinus varie très rapidement avec de faibles variations de la distance laser-cible D , ou de la fréquence optique considérée.

En négligeant l'émission spontanée de photons, on rappelle que la condition pour un saut de mode peut s'écrire : $G_q = G_{th}$ (eq. V-17). Cette condition reste valable dans le cas où la diode laser est en présence d'une cible mais il faut alors remplacer le gain seuil par sa nouvelle expression : G_{thc} . Cela revient donc à ne plus considérer le gain seuil constant pour tous les

modes de la cavité laser. En effet, le gain seuil d'un mode particulier peut prendre toutes les valeurs parmi l'intervalle : $\left[G_{th} - \frac{\kappa_{ext}}{L} \frac{c}{n}, G_{th} + \frac{\kappa_{ext}}{L} \frac{c}{n} \right]$, en fonction de la distance D (Eq. V-34).

De la même façon, si l'on considère l'émission spontanée, la condition de stabilité donnée par l'équation (V-29) peut toujours être utilisée mais en changeant l'expression du gain seuil. La procédure pour la simulation reste la même, on fixe un premier mode lasant p proche de la longueur d'onde pic du gain puis on fait varier le courant de $1.5i_{th}$ à $3i_{th}$. Les calculs de S_{pc} , A_{pc} , N_c pour chaque valeur de courant d'injection s'effectuent en résolvant le système d'équations :

$$\begin{cases} S_{pc} = \frac{R_{sp} n V}{\tau_s (-A_{pc} + B S_{pc} + G_{thc})} \\ A_{pc} = a \Gamma \left(N_c - N_t - b (\lambda_{pic} - \lambda_p)^2 \right) \\ N_c = \tau_s \left(\frac{i}{eV} - \frac{1}{V} A_{pc} S_{pc} \right) \end{cases} \quad (\text{V-35})$$

Remarque : Dans le chapitre II, nous avons montré qu'en présence d'une cible, les modes de la cavité laser étaient légèrement décalés. Ce décalage étant très faible et peu influent sur la localisation des sauts de modes, on le néglige ici.

On applique de nouveau la condition de stabilité pour décider d'un saut (ou non) sur un mode q :

$$\rho = \frac{(F_{1c} + F_{4c}) \pm \sqrt{(F_{1c} + F_{4c})^2 - 4(F_{1c} F_{4c} - F_{3c} F_{2c})}}{2} < 0 \quad (\text{V-36})$$

Les nouvelles expressions pour les fonctions F_{ic} avec cible s'écrivent :

$$\begin{cases} F_{1c} = A_{pc} - G_{thc}(p) - 2B S_{p0c} - R_{sp} A_{pc} \\ F_{2c} = (M_c + H_c) S_{p0c} - R_{sp} A_{qc} \\ F_{3c} = -(M_c + H_c) S_{q0c} - R_{sp} A_{pc} \\ F_{4c} = A_{qc} - G_{thc}(q) - (M_c + H_c) S_{p0c} - R_{sp} A_{qc} \end{cases} \quad (\text{V-37})$$

Les figures V-23 illustrent plusieurs exemples de simulation des sauts de mode pour une diode laser ayant les mêmes caractéristiques que dans la première partie, mais cette fois-ci mise en présence d'une cible. Chacune des figures illustre le comportement de la diode laser avec (trait pointillé) et sans (trait continu) cible lorsque le courant d'injection augmente et pour différentes valeurs de la longueur de la cavité externe D .

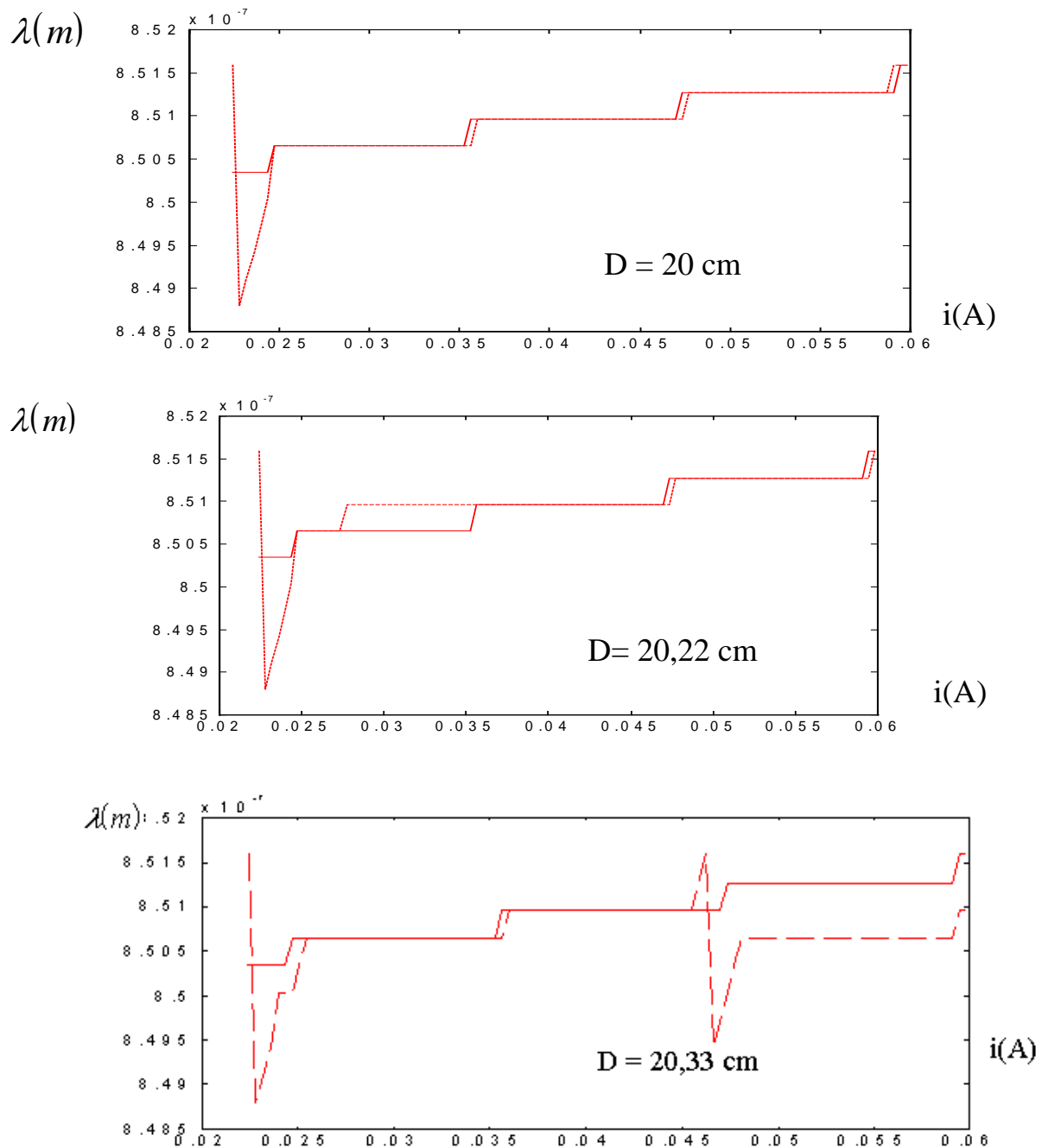


Figure V-23 Simulation du comportement spectral en présence d'une cible (trait pointillé) et sans cible (trait plein) pour des variations très faibles de D et pour $C=1$.

Pour chacune des distances, le coefficient de réflexion de la cible est calculé pour obtenir un coefficient C égal à l'unité. De plus, entre chaque figure, on remarque que la distance D est très peu modifiée. On observe que le comportement spectral peut être considérablement perturbé, même avec un coefficient de réflexion de la cible assez faible.

La figure V-24 représente la courbe du gain seuil pour chaque mode de la cavité et pour une distance laser-cible fixée. On observe que ce gain seuil est très différent pour chaque mode.

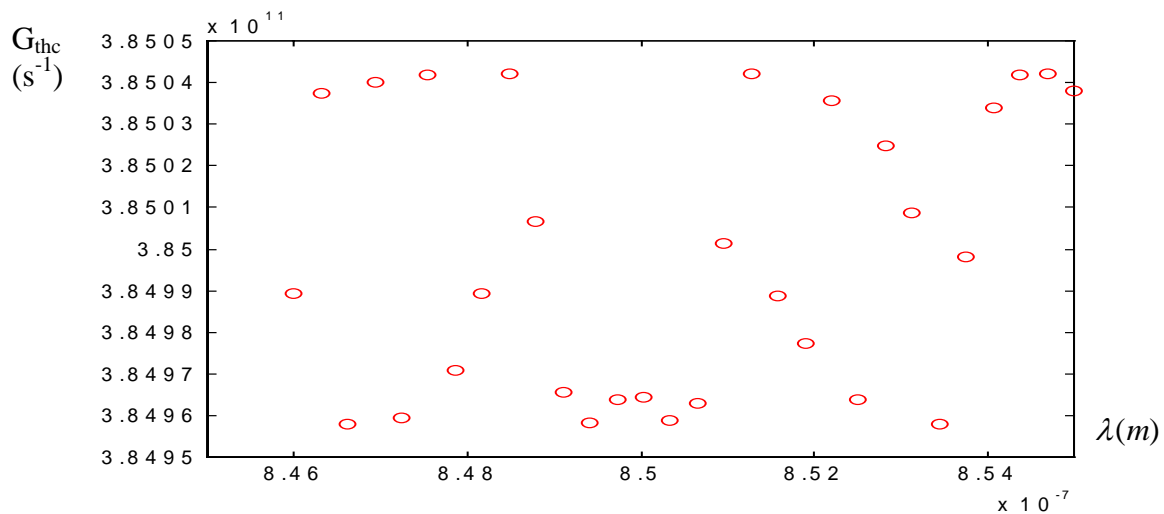


Figure V-24 Variations du gain seuil avec cible pour les différents modes de la cavité laser.

L'observation de ces premiers résultats nous permet de classer les perturbations occasionnées par l'onde rétrodiffusée par la cible sur le comportement spectral de la diode laser en deux catégories. En effet, pour une même quantité de lumière rétrodiffusée (ou un même coefficient C), deux comportements sont observés.

Le premier comportement peut être qualifié de régime de forte perturbation. Il s'illustre par une importante différence de comportement spectral de la diode laser avec et sans cible. On considère une forte perturbation lorsque les modes sélectionnés avec et sans cible durant la variation du courant d'injection sont différents (figure V-23c).

La deuxième catégorie de variation de comportement est bien évidemment définie par le régime de faible perturbation pour lequel les modes sélectionnés restent identiques en présence de cible

et sans cible. En revanche, les sauts de mode peuvent être décalés (figures V-23a, V-23b). Pour quantifier et donner des critères numériques à ces différents comportements, il est intéressant de comparer la différence de gain maximale entre deux modes consécutifs lorsque la diode laser opère sans cible, avec la différence maximale de gain seuil possible entre ces mêmes deux modes en présence d'une cible (figure V-25). En effet, si la différence de gain entre deux modes voisins est toujours supérieure à la différence de gain seuil avec cible, il ne pourra pas y avoir de fortes perturbations. En revanche, si la différence de gain entre deux modes voisins est inférieure à la différence de gain seuil maximale, les perturbations induites par la cible peuvent être dans certains cas plus importantes et les modes sélectionnés avec et sans cible peuvent être différents. Les figures V-25 illustrent les deux possibilités. Sur ces figures, on a représenté les gains seuils minimum et maximum, ainsi que la courbe de gain passant par chacun des modes de la cavité. Sur la figure V-25a, on observe que la différence de gain entre les modes p et q est inférieure à la différence de gain seuil maximale introduite par une cible. Dans ce cas, pour certaines distances, le laser peut sauter sur le mode q avant de sauter sur le mode p . Sur la figure V-25b, on observe que la différence de gain entre le mode p et le mode q est supérieure à la différence de gain seuil maximale. Dans ce cas, le laser sautera toujours sur le mode p avant le mode q , mais le saut pourra être décalé par rapport au cas précédent.

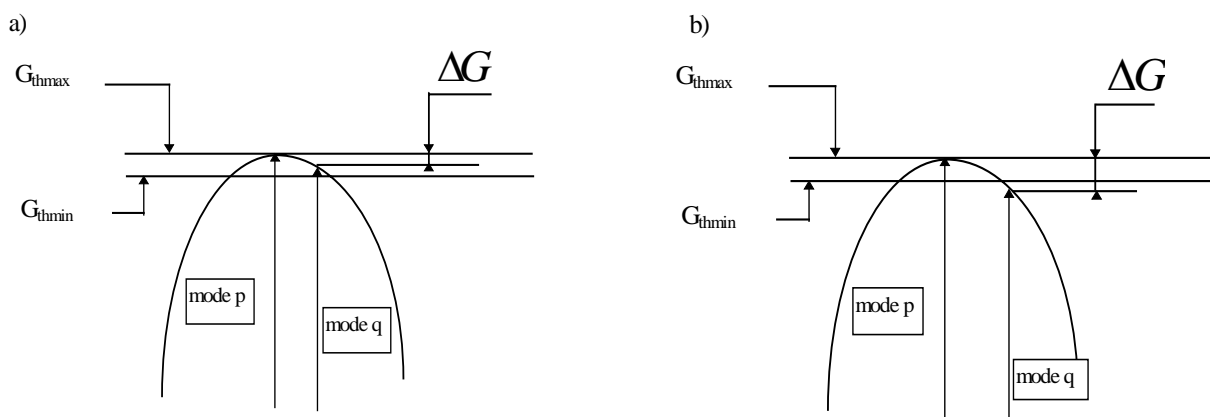


Figure V-25 Illustration des deux comportements spectraux possibles lorsque la diode est mise en présence d'une cible.

SANS CIBLE

AVEC CIBLE

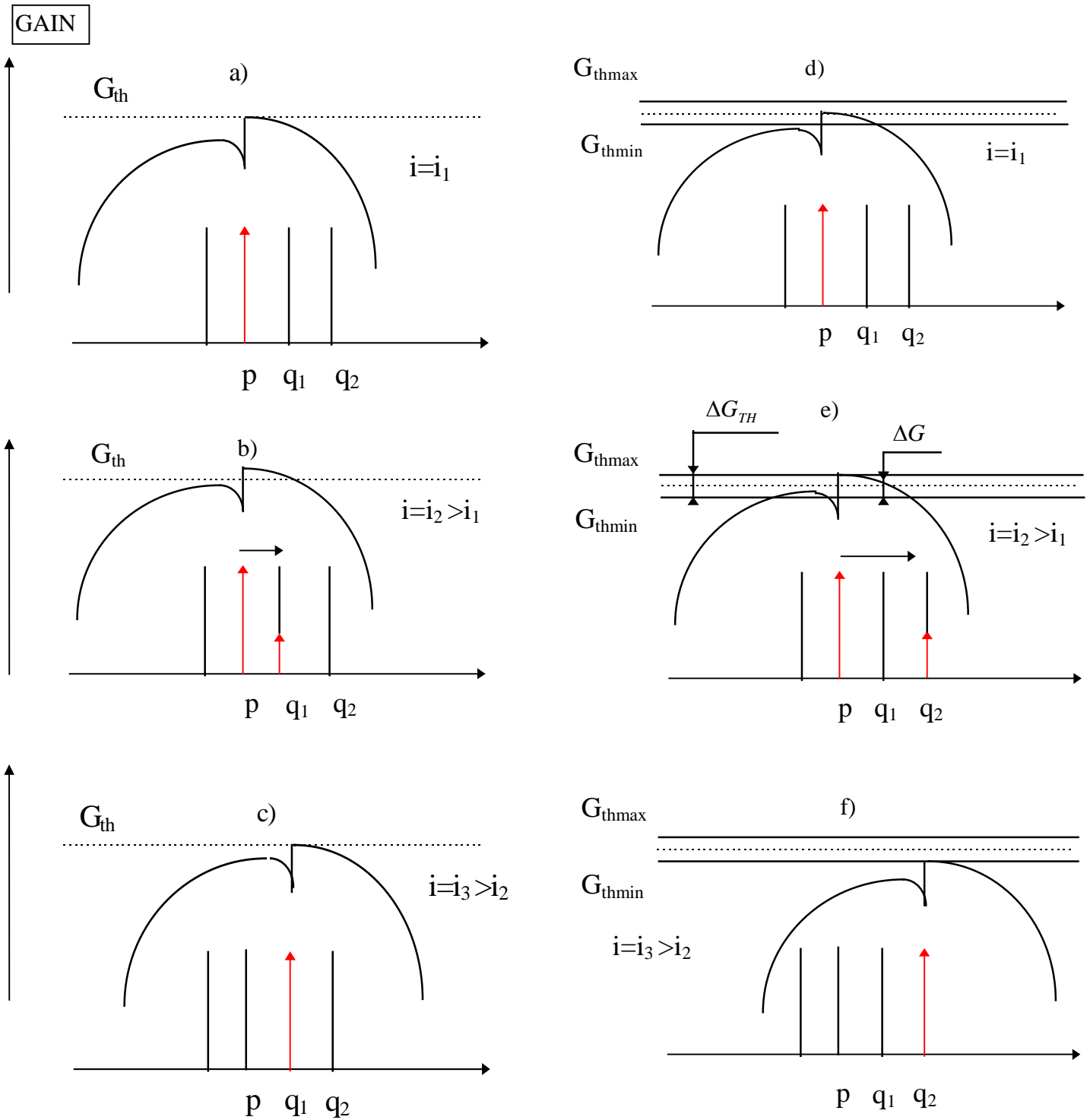


Figure V-26 Illustration du comportement spectral de la diode laser avec et sans cible. Cas où la cible engendre de fortes perturbations.

Il est intéressant de rechercher une limite quantitative entre ces deux comportements.

Nous considérons tout d'abord la diode laser sans cible. Pendant une modulation du courant, nous supposons que la diode saute du mode p au mode q_1 pour un courant i_1 (figure V-26a-c), et nous notons la différence de gain entre le mode q_1 et chacun des autres modes ΔG .

Nous considérons à présent la diode laser avec une cible et étudions son comportement pour une même variation de courant. Le cas extrême à envisager est celui pour lequel le gain seuil du mode q_1 est maximum $(G_{th} + \frac{\kappa_{ext}}{L} \frac{c}{n})$ et le gain seuil de son mode voisin q_2 est minimum $(G_{th} - \frac{\kappa_{ext}}{L} \frac{c}{n})$. Comme le montrent les figures V-26d-f, le laser sautera sur le mode q_2 avant le mode q_1 si on a :

$$\Delta G < 2 \frac{\kappa_{ext}}{L} \frac{c}{n} \quad (\text{V-38})$$

Il faut donc chercher une expression de ΔG_{\min} , qui représente la différence de gain minimale possible entre deux modes voisins. Pour cela, nous allons calculer la dérivée du gain G par rapport à la longueur d'onde pour chacun des modes de la cavité et en déduire la différence de gain minimum entre chaque mode et ses modes voisins.

$$\begin{aligned} \frac{dG}{d\lambda} &= \frac{dA_q}{d\lambda} + \frac{d(M+H)}{d\lambda} S_{p0} \\ \Delta G &= \frac{dG}{d\lambda} \Delta\lambda \\ \Delta G &= \left\{ 2a\Gamma b(\lambda_{pic} - \lambda) + \left\{ \frac{2(\lambda - \lambda_p) \left(\frac{\tau_{in} \omega_p}{\lambda_p} \right)^2 \frac{6\Gamma^2}{2V} (N_{th} - N_s) \left(\frac{\hbar \omega_p}{n^2 \epsilon_0} \right) \left(\frac{\tau_{in}}{\hbar} \right)^2 \langle R^2 \rangle a}{\left(1 + \left(\frac{\tau_{in} \omega_p}{\lambda_p} \right)^2 (\lambda - \lambda_p)^2 \right)^2} \right\} S_{p0} \right\} \Delta\lambda \\ &\quad - \left\{ \frac{3a\Gamma G_{th} \lambda_p \alpha}{4\omega_p V (\lambda - \lambda_p)^2} \right\} \Delta\lambda \end{aligned} \quad (\text{V-39})$$

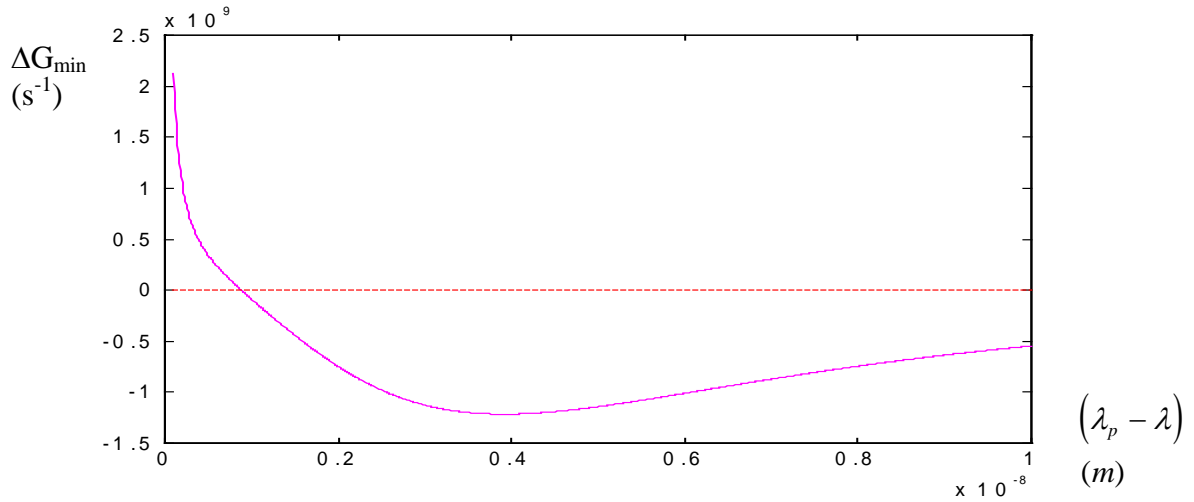


Figure V-27 Variation de ΔG_{\min} en fonction de la différence $(\lambda_p - \lambda)$.

Pour l'estimation de ΔG_{\min} , on considère $\lambda_{pic} = \lambda$, et on peut tracer ΔG_{\min} en fonction de $(\lambda_p - \lambda)$ avec les paramètres de la table 1. La figure V-27 illustre cette fonction.

Il paraît clair qu'on peut toujours trouver un $(\lambda_p - \lambda)_0$ tel que l'on ait $\Delta G_{\min} = 0$. Cependant, on rappelle que la différence $(\lambda_p - \lambda)$ est quantifiée puisqu'elle correspond à l'espacement entre les modes de la cavité. On a :

$$(\lambda_p - \lambda) = k\Delta\lambda, \text{ avec } k \in \mathbb{N} \tag{V-40}$$

Dans notre étude et selon nos hypothèses de simulations, nous avons pris un espacement entre deux modes de la cavité $\Delta\lambda = 3 \text{ \AA}$. De plus, k est limité par le saut maximal de la diode sans cible. Nous déduisons donc que la différence de gain minimale ΔG_{\min} est donnée par la relation :

$$\left\{ (\lambda_p - \lambda)_0 - k\Delta\lambda \right\} \text{ mini} \tag{V-41}$$

En utilisant les valeurs numériques de la première partie, on trouve pour k variant de 1 à 4 sauts:

k	1	2	3	4
$\Delta G_{\min} (\text{s}^{-1})$	3.5×10^9	1×10^9	2×10^8	1×10^9

Dans notre exemple la valeur de ΔG_{\min} la plus faible est trouvée pour $k = 3$ modes.

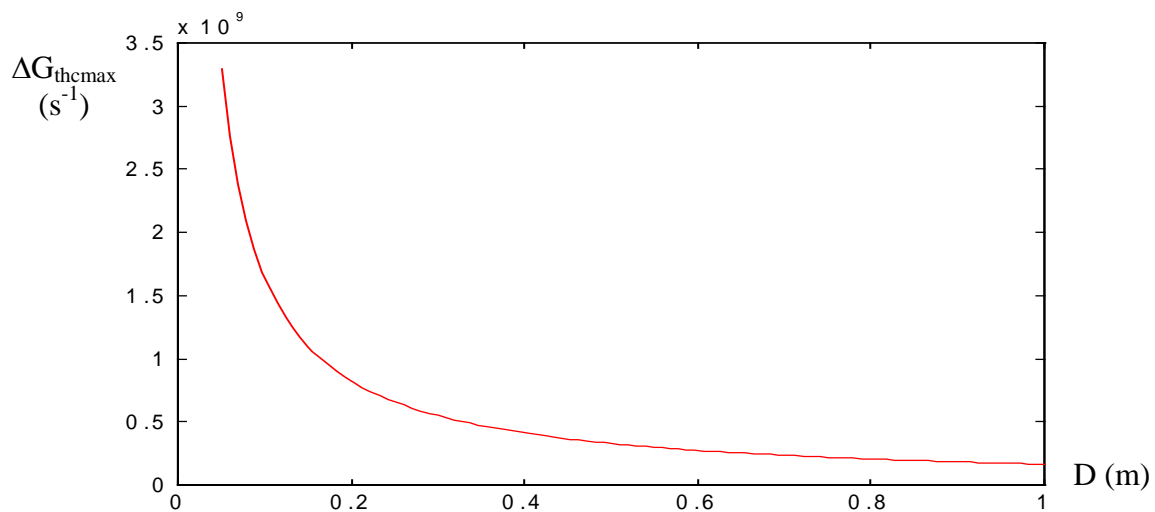


Figure V-28 Représentation de la différence de gain seuil maximale en fonction de la distance D , calculée pour obtenir $C=1$.

On a représenté sur la figure V-28 la fonction $\Delta G_{thcmax}(D) = 2 \frac{\kappa_{ext}(D)}{L} \frac{c}{n}$. Pour chaque valeur, le paramètre κ_{ext} est calculé pour obtenir un coefficient C égal à l'unité. Avec nos résultats de simulation, c'est à dire en considérant le cas où la diode peut sauter de 3 modes, nous observons que D doit être supérieure à 60 cm pour garantir la relation $\Delta G_{\min} > \Delta G_{thcmax}$.

L'exemple numérique que nous venons de donner est intéressant car il nous donne les ordres de grandeur des valeurs de la distance laser-cible admissible pour être à l'abri d'importantes perturbations dues à la cible. De plus, il permet d'estimer la sélectivité naturelle de la courbe de gain.

Cependant, il est clair que chaque paramètre important pour le calcul de ces composants fluctue pour chaque diode laser utilisée. Les exemples expérimentaux présentés dans la première partie le démontrent. Il faut donc caractériser expérimentalement chaque diode laser pour, d'une part déterminer ses zones de stabilité, d'autre part déterminer sa sensibilité aux perturbations introduites par la présence d'une cible.

2.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous utilisons le même montage que celui de la figure V-15 en insérant en plus une cible devant la diode laser (Figure V-29). La quantité de lumière rétrodiffusée est contrôlée à l'aide d'un atténuateur et la cible peut être déplacée.

Comme pour la théorie, nous fixons pour chaque distance D la quantité de lumière rétrodiffusée pour obtenir un coefficient $C=1$. Nous observons pour cela les signaux de self-mixing qui donnent une bonne indication du domaine de fonctionnement de la diode laser avec cible. Les résultats obtenus pour différentes distances de la cible sont représentés sur les figures V-30 à 32.

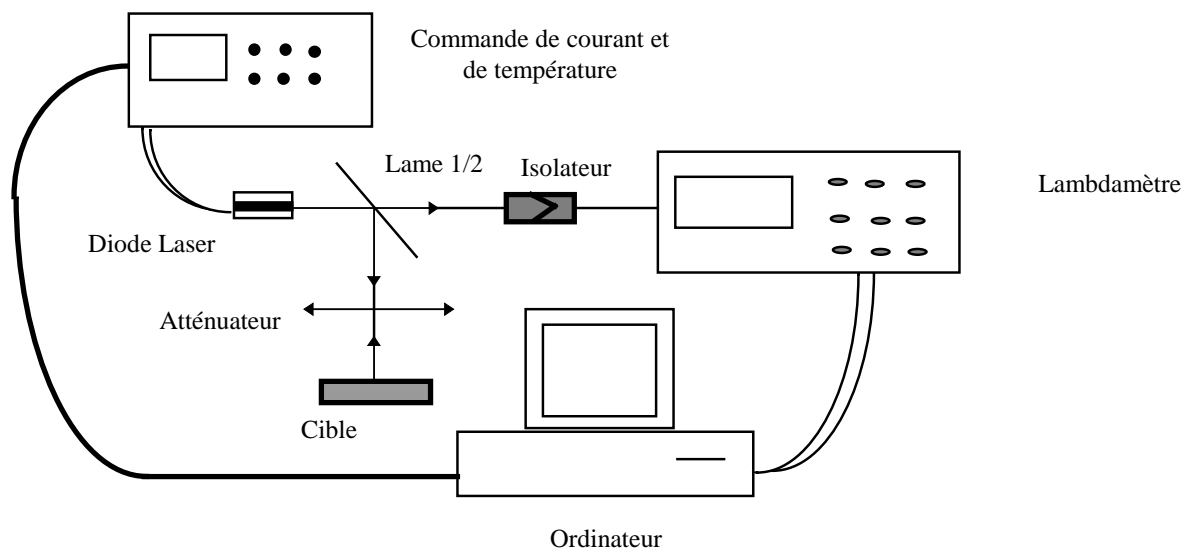


Figure V-29 Dispositif expérimental d'étude du comportement spectral d'une diode Laser mise en présence d'une cible.

La diode laser testée est la diode laser MITSUBISHI1 dont les références sont données dans la première partie. La température est de 20 degrés. La cible est déplacée de $5\mu\text{m}$ autour de chaque distance testée afin de changer la phase de l'onde rétrodiffusée. On considère pour ces faibles déplacements que C reste constant. Pour chaque figure, la sous figure du haut représente le comportement de la diode laser seule, et les deux autres sous figures, la diode laser en présence d'une cible et pour des distances de la cible légèrement différentes. Nous avons de plus représenté les variations de longueurs d'onde en trait continu pour un courant croissant et en pointillé pour un courant décroissant.

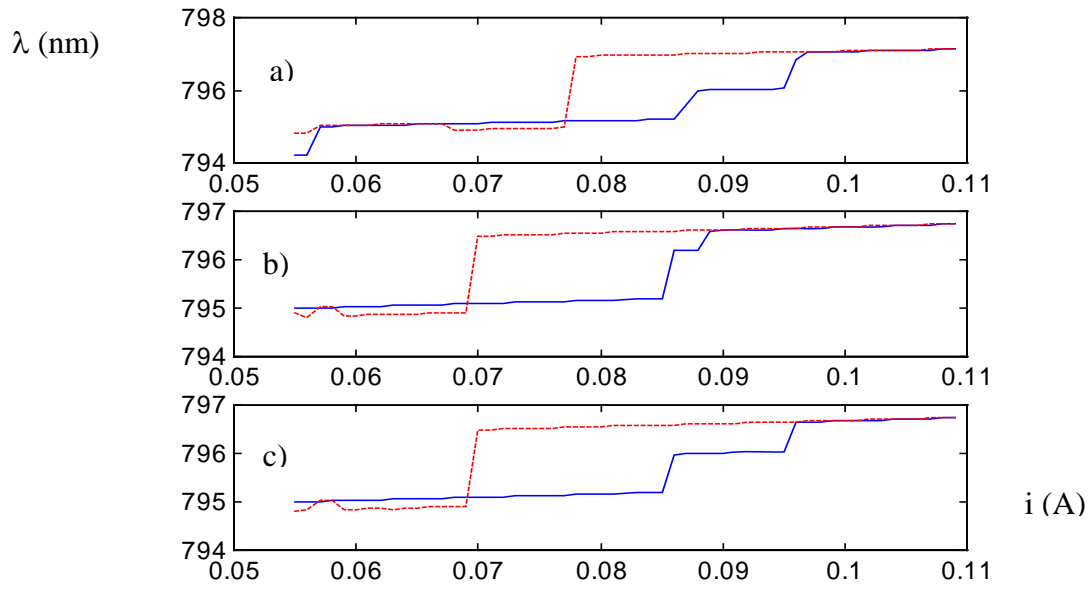


Figure V-30 Influence d'une cible sur le comportement spectral. a) sans cible - b) et c) avec cible et pour une distance proche de 26 cm

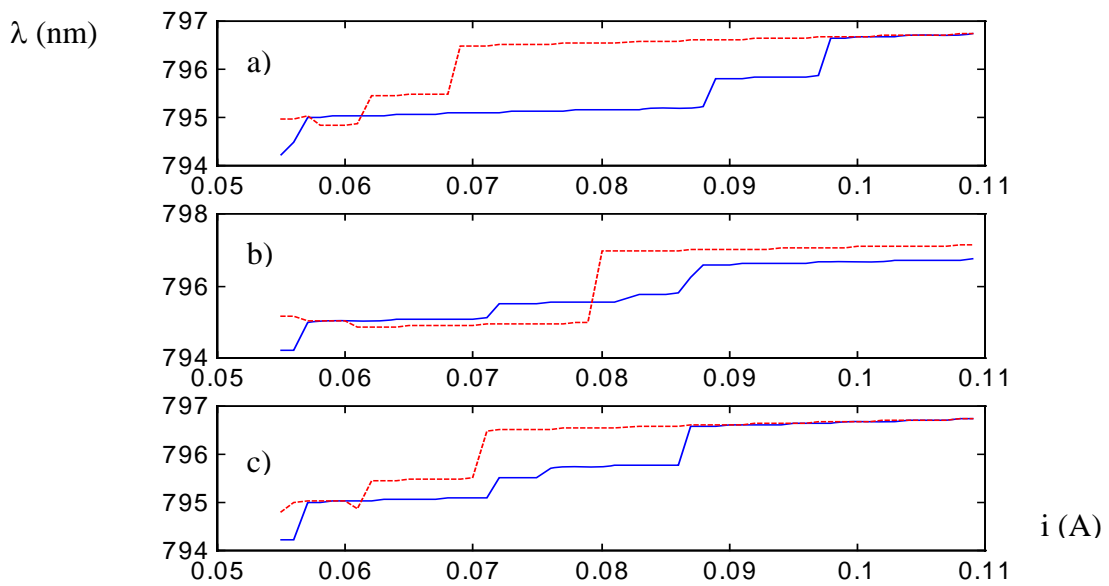


Figure V-31 Influence d'une cible sur le comportement spectral. a) sans cible - b) et c) avec cible et pour une distance proche de 40 cm

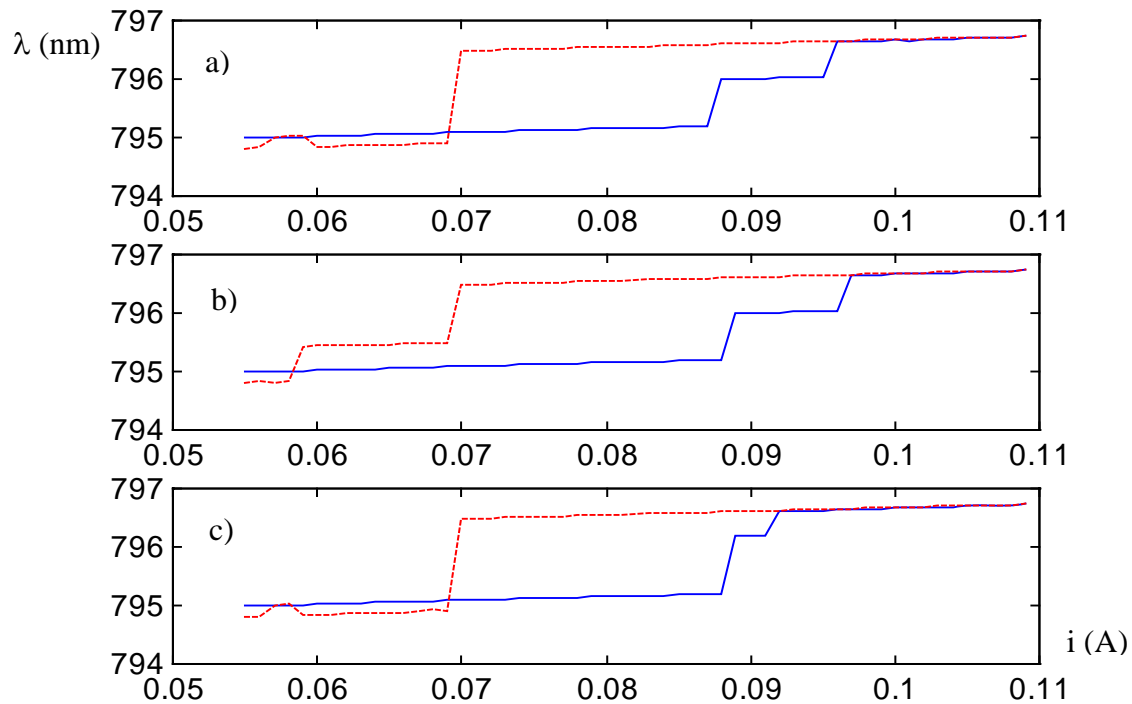


Figure V-32 Influence d'une cible sur le comportement spectral. a) sans cible - b) et c) avec cible et pour une distance proche de 135 cm

On observe que la diode laser est de moins en moins perturbée à mesure que la distance D augmente. Cette observation est surtout vérifiée pour le palier descendant principal. Ainsi, sur les figure V-32, on observe que la diode laser est faiblement perturbée par la présence de la cible. En revanche, lorsque la cible est plus proche, la diode laser peut être fortement perturbée comme l'illustre les figures V-30 et V-31. Pour ces situations, on ne peut déterminer un point de fonctionnement fixe pour la diode laser mise en présence d'une cible.

Ces observations confirment les résultats théoriques précédents et montrent qu'une faible quantité de lumière rétrodiffusée peut considérablement perturber le comportement d'une diode laser. Ces perturbations sont essentiellement liées à la phase de l'onde rétrodiffusée. Comme celle-ci varie très rapidement en fonction de la distance de la cible, les comportements spectraux de la diode laser peuvent être très différents pour des positions de la cible très voisines.

2.3 DETERMINATION DU POINT DE FONCTIONNEMENT DE LA DIODE LASER EN PRESENCE D'UNE CIBLE

Il est intéressant d'étudier le comportement d'une diode laser en statique (sans modulation de courant) et ainsi de déterminer la quantité de lumière rétrodiffusée nécessaire pour la faire sauter de mode. On cherche donc à étudier les perturbations induites uniquement par la présence de la cible sur le comportement spectral.

Pour cela, on considère que la diode laser fonctionne sur un mode p sans cible. Dans ces conditions, on peut définir la fonction δG qui représente la différence entre le gain maximum de chaque mode non lasant de la cavité avec le gain seuil :

$$\delta G_q = G_q - G_{th} \quad (\text{V-42})$$

La figure V-33 représente $|\delta G|$ en fonction du courant d'injection i . On remarque que $|\delta G|$ augmente jusqu'à sauter sur un mode q . Avec les paramètres utilisés dans la table 1 et la figure V-24, on trouve $\delta G_{\max} = |G_q - G_{th}| \approx 4 \times 10^8 s^{-1}$.

A l'aide de la figure V-27 et avec cette valeur numérique, on observe que pour une distance $D > 0.5$ m et pour un point de fonctionnement judicieusement choisi, c'est à dire juste après un saut, on est à l'abri de sauts de mode générés par la présence de la cible. En effet, dans ce cas, on a toujours $\delta G > \Delta G_{th\max}$.

Si on place le point de fonctionnement en courant juste après un saut de mode et qu'on place ensuite la cible à une distance supérieure à 50 cm, la diode laser gardera son point de fonctionnement dans notre exemple. L'important dans cette démarche est de déterminer et de placer le point de fonctionnement de la diode laser sans cible.

Ces résultats théoriques ont été vérifiés expérimentalement. En effet, nous avons pour cela étudié la quantité de lumière rétrodiffusée nécessaire pour faire sauter le mode laser pour

différentes distances de la cible et en imposant une réflexion de lumière maximale pour obtenir $C=1$. Nous avons observé pour la diode laser utilisée que pour des distances supérieures à 30cm, la présence de la cible ne pouvait pas faire sauter de mode la diode laser si le point de fonctionnement était choisi juste après un saut.

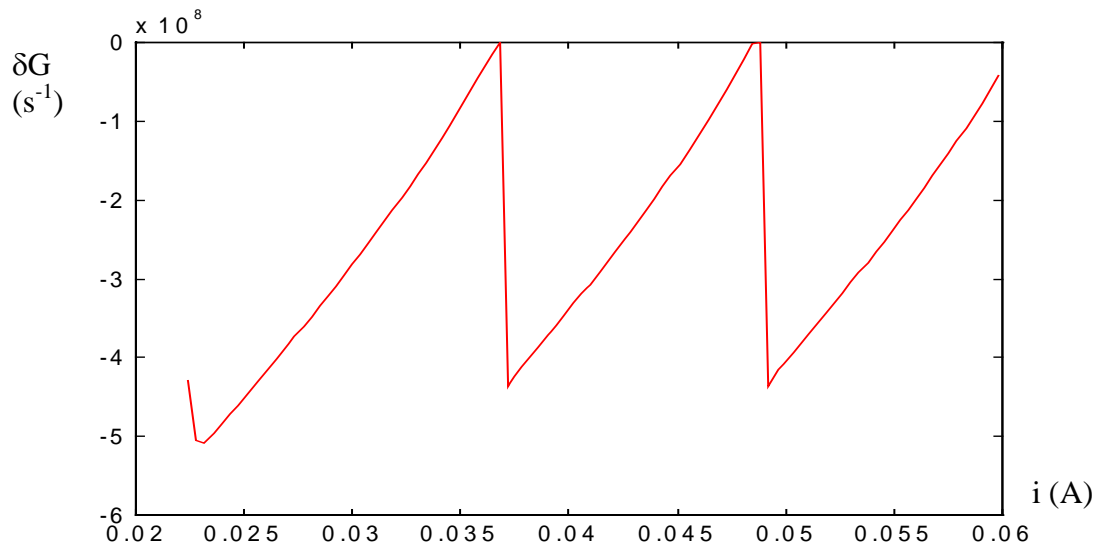


Figure V-32 Variation de ΔG en fonction du courant d'injection pour i croissant.

3. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons déterminé les critères importants pour le choix de la diode laser Fabry-Perot à utiliser pour chaque application du self-mixing. Les diodes lasers émettant autour de 800 nm et multi-puits quantiques sont les mieux adaptées pour les deux applications que sont la mesure de distance et la mesure de déplacement.

Les perturbations dues à la présence de la cible dans les configurations classiques du self-mixing ont aussi été étudiées. Nous avons montré que le point de fonctionnement, ou la zone de fonctionnement du courant doit être localisé juste après un saut de mode de la longueur d'onde. Nous avons de plus montré que pour des distances de la cible suffisamment importantes, le fonctionnement de la diode laser reste stable et bien défini.

Si la distance de la cible est faible (inférieure à 50 cm), pour certaines distances, la diode laser peut sauter de mode et changer de comportement de façon imprévisible. Ce comportement n'est pas fréquent mais il est très gênant lorsqu'il se produit car il rend inexploitable les signaux de self-mixing.

Dans le prochain chapitre, nous analyserons des sources lasers moins classiques pour les utiliser en self-mixing. Nous proposerons une méthode permettant de s'affranchir des perturbations générées par des sauts de modes intempestifs, pour l'exploitation du phénomène de self-mixing.

CHAPITRE VI - ETUDE DE DIFFERENTES STRUCTURES DE SOURCES LASERS - APPLICATION A LA TELEMETRIE

1. INTRODUCTION

Depuis le premier chapitre, nous étudions les diodes lasers de type Fabry-Perot. Le travail qui a été fait jusqu'ici a permis de comprendre le comportement de ce type de composant et a mis en évidence ses potentialités ainsi que ses lacunes. Ainsi, l'utilisation des diodes lasers Fabry-Perot pour les applications du self-mixing est intéressante sous certaines conditions évoquées dans les chapitres précédents. Concernant la mesure de distance par self-mixing, la résolution du dispositif est clairement limitée par le comportement spectral de la diode laser utilisée.

Dans ce chapitre, nous présentons d'autres structures géométriques de diodes lasers moins classiques et étudions leurs avantages potentiels pour une utilisation métrologique. Le travail qui a été fait précédemment reste valable, notamment l'étude relative au gain. Cependant, nous introduisons des structures géométriques différentes de cavités laser. Ces composants, couramment utilisés pour les télécommunications optiques, ont été conçus dans le but d'améliorer la sélectivité du mode longitudinal des diodes lasers, principale limitation des structures Fabry-Perot. Ils ont souvent un réseau gravé dans le guide d'onde formé par la cavité laser. Les diodes lasers à réseau sont donc tout d'abord étudiées. Leur intérêt pour la mesure de déplacement est rapidement démontré et leurs limitations discutées.

Dans une seconde partie, nous nous intéressons plus particulièrement à l'application télémétrique. En utilisant la méthode de comptage de pics, nous rappelons que la résolution de la mesure de distance est notamment imposée par l'excursion en fréquence optique maximale qu'il est possible d'atteindre sans saut de mode. Ces critères fondamentaux de stabilité et de grand accord continu de la longueur d'onde nous ont amenés à étudier des sources lasers moins conventionnelles. Ainsi, une diode laser DBR multi-électrodes a été étudiée et utilisée pour la télémétrie car elle permet un accord continu en fréquence optique de plus de 300GHz. Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus avec ce type de composant.

Enfin, dans une troisième partie, nous proposons une optimisation de la méthode du comptage de pics basée sur le contrôle de l'excursion en fréquence optique, effectué en dynamique, c'est à dire pendant une mesure. Les résultats expérimentaux obtenus en utilisant une diode laser Fabry-Perot tout d'abord, puis une diode laser DBR multi-électrodes sont comparés et discutés.

2. DIODE LASER A RESEAU

Ces diodes lasers sont à la base de deux types : DFB (Distributed feedback) et DBR (Distributed Bragg Reflector). Elles sont apparues durant les années 1980 afin de réduire les limitations imposées par les caractéristiques spectrales des diodes lasers Fabry-Perot pour les systèmes de communications optiques. En effet, pour cette application très importante, il est primordial d'utiliser des sources lasers possédant un spectre longitudinal monomode et stable en statique et en dynamique. L'étude dynamique revient à étudier le composant soumis à une modulation de son courant d'injection à haute fréquence (quelques GHz). Les sources Fabry-Perot, même très faiblement multimodes, ne peuvent pas être utilisées dans ces conditions car leur spectre s'élargit et impose une limitation liée à la dispersion chromatique [2-3].

Nous rappelons que pour les sources lasers Fabry-Perot, l'unique moyen de sélection d'un mode longitudinal s'effectue par la courbe de gain qui est large par rapport à l'espacement intermode

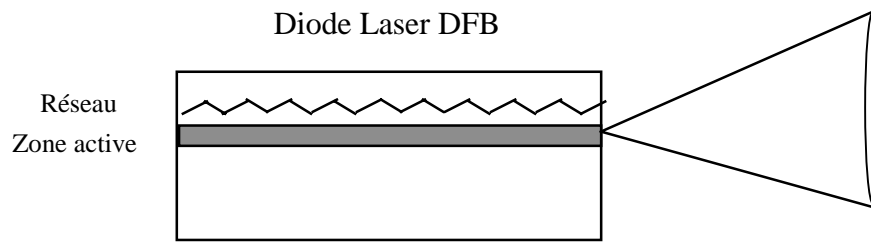


Figure VI-1 Structure d'une diode laser DFB

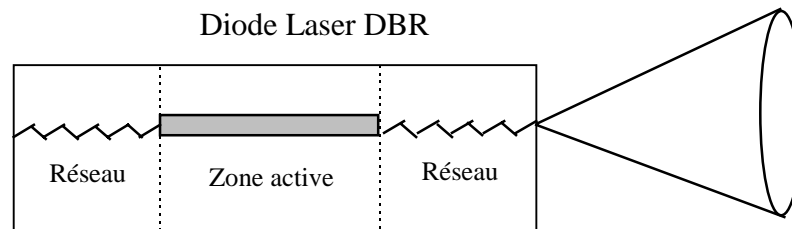


Figure VI-2 Structure d'une diode laser DBR

fixé par la longueur optique de la cavité (voir le Chapitre V). La sélection monomode est donc peu satisfaisante. Les structures DFB et DBR ont donc été introduites pour les télécommunications optiques à très haut débit, de par leur caractère fortement monomode (plus de 30 à 35 dB de taux de suppression des modes latéraux). Les figures VI-1 et VI-2 représentent ces deux composants lasers. Pour ces structures, le réseau, inscrit dans le guide d'onde formé par le laser, sélectionne un mode longitudinal particulier parmi les modes laser possibles.

2.1 LES DIODES LASERS DFB

Pour ces composants, le réseau de Bragg est gravé sur l'ensemble de la cavité laser. On obtient ce réseau en faisant varier périodiquement l'épaisseur d'une couche de l'hétérostructure qui, à son tour, crée une variation périodique de l'indice de réfraction. Le résultat se traduit par un couplage des ondes rétrodiffusées venant de la droite et de la gauche pour une longueur d'onde précise : la longueur d'onde de Bragg, définie à l'aide de la relation [3] :

$$\Lambda = \frac{m\lambda}{2n_0}, \text{ avec } m \text{ un entier.} \quad (\text{VI-1})$$

avec Λ la période du réseau de Bragg, n_0 l'indice effectif du milieu.

Il est de plus intéressant de noter que le réseau n'est pas inscrit dans la couche active car il favoriserait les recombinaisons non radiatives. Il est inscrit dans une des couches supérieures du guide, le couplage s'effectue donc avec l'onde évanescente associée au mode considéré.

La caractéristique importante des diodes lasers DFB est leur spectre longitudinal très monomode par rapport aux diodes lasers Fabry-Perot classiques. Ce spectre reste de plus monomode lorsque la température change. En effet, lorsqu'on augmente la température de plusieurs dizaines de degrés, on observe une variation de la longueur d'onde très importante, atteignant plusieurs nanomètres sans saut de mode [2-3]. Ce phénomène est cependant très lent et inexploitable pour la mesure de distance par self-mixing.

Le phénomène de « Chirp » (variation de la longueur d'onde en continu avec le courant) décrit au chapitre précédent est quant à lui beaucoup moins important que pour une diode laser Fabry-Perot. Il y a en effet un rapport 5 entre un laser DFB et un laser Fabry-Perot [3] :

$$\frac{d\lambda}{dT} = 0.5 \text{ nm}/^{\circ}\text{C} \quad \text{pour une diode laser Fabry-Perot}$$

$$\frac{d\lambda}{dT} = 0.09 \text{ nm}/^{\circ}\text{C} \quad \text{pour une diode laser DFB.}$$

L'excursion continue en fréquence optique qu'il est possible d'obtenir en modulant le courant d'injection est donc faible. Les diodes lasers DFB sont peu intéressantes pour les applications télémétriques du self-mixing.

En revanche, de par leur grande sélectivité et la grande différence de gain seuil entre le mode lasant et les modes latéraux, leur utilisation s'avère très intéressante pour la mesure de déplacement. En effet, il est nécessaire d'avoir dans ce cas une longueur d'onde stable et sans saut de mode même en présence d'une cible. Une diode DFB nous permet d'y parvenir.

Nous avons vérifié expérimentalement cette caractéristique en utilisant une diode laser DFB émettant à 1300nm pour la mesure de déplacement. Le signal de self-mixing est alors inchangé en utilisant ce type de source. La diode laser reste stable spectralement, même pour un coefficient C important (>1) et pour des distances de la cible faibles. De plus, la longueur de

cohérence des lasers DFB ou DBR est plus importante que celle des diodes lasers Fabry-Perot, les largeurs de raies spectrales sont en effet 5 à 10 fois plus faibles. L'inconvénient majeur de ce composant, utilisé pour la mesure de déplacement par self-mixing, est sa longueur d'onde d'émission. En effet nous n'avons pas trouvé de laser émettant à des longueurs d'ondes visibles ou dans le proche infrarouge. Les longueurs d'onde d'émission sont en général situées autour de la bande dédiée aux télécommunications : 1300-1550 nm. La résolution de base du capteur étant de $\lambda/2$, il serait préférable d'utiliser des composants émettant à des longueurs d'onde plus faibles, mais nous n'en avons pas encore trouvés sur le marché.

2.2 LES DIODES LASERS DBR

Dans ce type de configuration, le réseau de Bragg est placé en dehors de la région active. En fait, on peut modéliser simplement une diode laser DBR par une diode laser de type Fabry-Perot dont les miroirs seraient sélectifs en longueur d'onde [3].

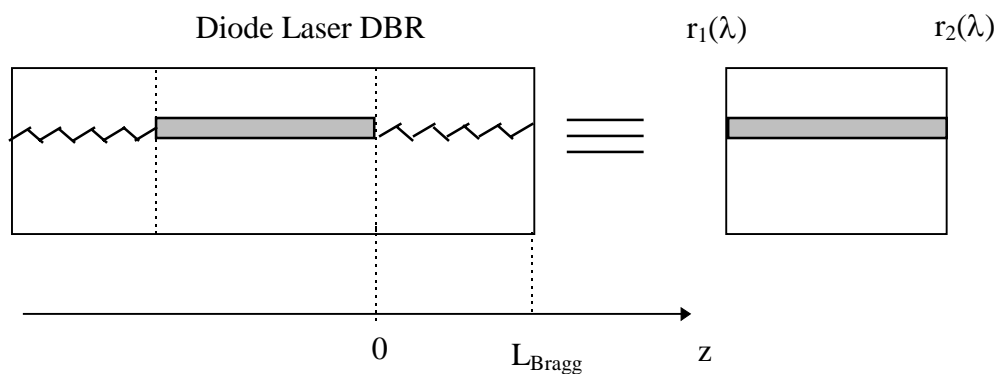


Figure VI-3 Modélisation d'une diode laser DBR

Le couplage entre la zone active et les sections à réseau est un problème délicat à résoudre pour ces composants. En effet les sections à réseau sont constituées de matériaux différents de celui constituant la section active, et sont transparentes à la longueur d'onde d'émission. Il y a donc des pertes de couplage à la frontière des deux matériaux.

Ces composants présentent des caractéristiques similaires aux diodes laser DFB. Leur utilisation pour le self-mixing n'est donc satisfaisante que pour la mesure de déplacement et reste sans intérêt pour la mesure de distance.

3. ETUDE D'UNE DIODE LASER DBR MULTI-ELECTRODE POUR LA MESURE DE DISTANCE

3.1 INTRODUCTION

Les applications WDM (« Wavelength Division Multiplexing ») pour les télécommunications optiques ont amené les chercheurs et les fournisseurs de diodes lasers à développer des composants lasers accordables en longueur d'onde sur de grandes plages. Le principe de la transmission WDM consiste à injecter sur une même fibre optique plusieurs informations véhiculées à des longueurs d'ondes faiblement séparées (1 nm par exemple) autour d'une longueur d'onde spécifique (1550 nm pour les télécommunications). On peut dès lors multiplier la quantité d'informations transmise par le nombre de canaux injectés. Pour cette application, il est donc primordial de développer des composants le plus largement accordables en longueur d'onde, pour les composants d'émission mais aussi pour la réception lorsque l'information transmise est codée par une modulation de la fréquence optique [2].

Les composants proposés pour accorder les longueurs d'ondes sont en général basés sur deux principes. Le premier consiste à obtenir l'accord de phase à l'aide d'une cavité externe [60-64]. Le miroir externe est souvent un réseau [60-62] qui diffracte et renvoie la lumière vers la diode laser pour un mode déterminé. La variation de la longueur d'onde est obtenue en modulant à l'aide d'un piézo-électrique la distance du miroir externe ou l'angle du réseau. La figure VI-4 illustre ce dispositif. Cette solution est assez bien connue mais mal adaptée aux applications en

télécommunications car la fréquence de modulation du piézo-électrique est rapidement limitée. De plus, le coût de ces composants reste élevé.

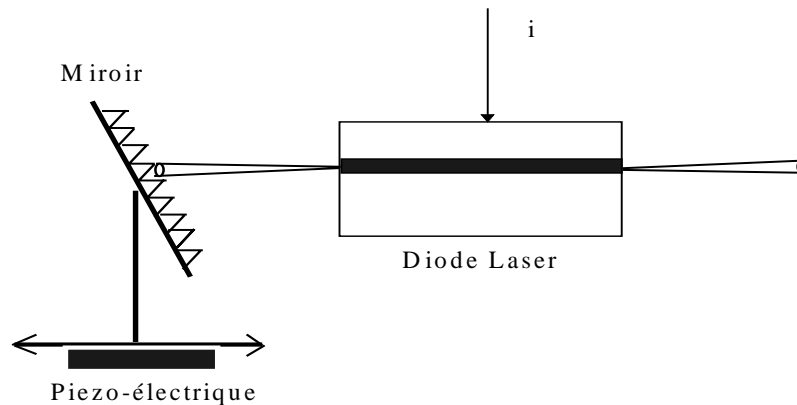


Figure VI-4 Diode Laser à cavité externe

L'intérêt de développer des composants lasers accordables intégrés sur une même puce a rapidement été perçu par la communauté scientifique ainsi que par les fournisseurs de diodes lasers. Des solutions basées sur les diodes lasers DBR ou DFB sont donc apparues. Ces composants doivent alors être pilotés par au moins deux courants : l'un générant le gain nécessaire au laser, le second dédié à l'accord de la longueur d'onde d'émission. Le principe d'une diode laser DFB multi-électrodes est présenté sur la figure VI-5 [65].

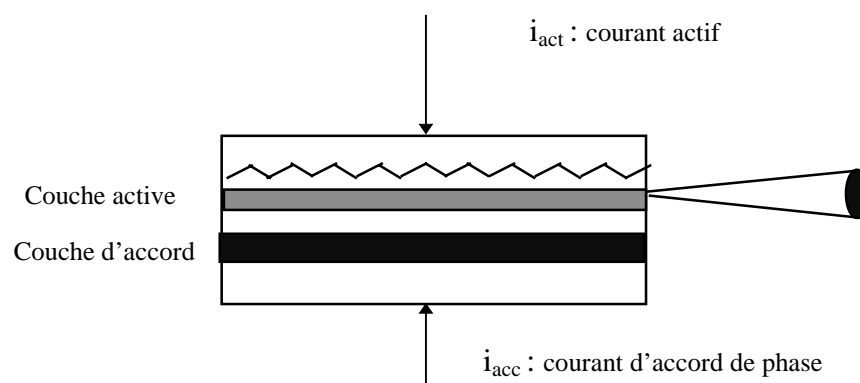


Figure VI-5 Diode Laser DFB à deux électrodes (Diode DFB « Tunable Twin Guide »).

L'injection de porteurs directement dans le réseau en modifie l'indice et accorde continuellement la longueur d'onde. Quel que soit le courant d'injection, le réseau supprime les sauts de modes et l'accord ne peut donc être que continu .

Les performances de ce type de composants sont très intéressantes car il est possible d'atteindre un accord continu en longueur d'onde de 7 nm. En revanche, son utilisation reste aujourd'hui marginale et il est difficile de s'en procurer sur le marché.

Les diodes lasers multi-électrodes DBR sont actuellement les plus répandues. Nous présentons en détail leurs caractéristiques pour ensuite les utiliser pour la télémétrie par self-mixing.

3.2 DIODE LASER DBR MULTI-ELECTRODES

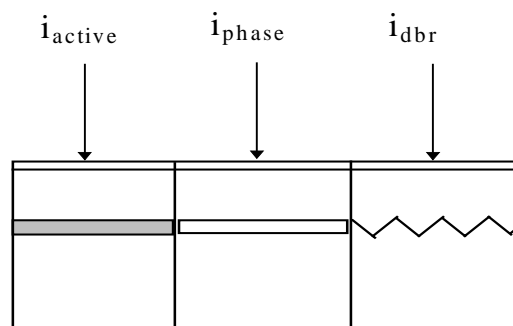


Figure VI-6 Schéma de la structure d'une diode laser DBR multi-électrodes.

Le schéma de cette structure est représenté sur la figure VI-6. Le composant laser est séparé en trois sections distinctes [3][4][6] :

- une zone active . Cette région génère le gain optique nécessaire à l'émission laser. Elle est pilotée par un courant i_{act} .
- une zone à réseau de Bragg . Cette région impose le mode lasant parmi les modes de la cavité Fabry-Perot globale du composant. Ce mode est sélectionné par la courbe de perte non uniforme caractéristique du réseau. La section est pilotée par le courant DBR i_{dbr} .
- une zone de phase. Cette région a pour but d'accorder le mode sélectionné de la cavité globale aux pertes minimales imposées par le réseau de Bragg. Elle est pilotée par le courant de phase i_{ph} .

Le principe d'accord continu de la longueur d'onde est représenté sur la figure VI-7 [3][6][66]. L'accord s'effectue en gardant le courant de la zone active constant. La puissance reste alors quasi-constante. Lorsque le courant DBR augmente, la courbe des pertes se déplace vers les longueurs d'ondes inférieures. Si le courant de phase reste constant, le mode lasant de la diode laser sautera sur le mode de la cavité voisin.

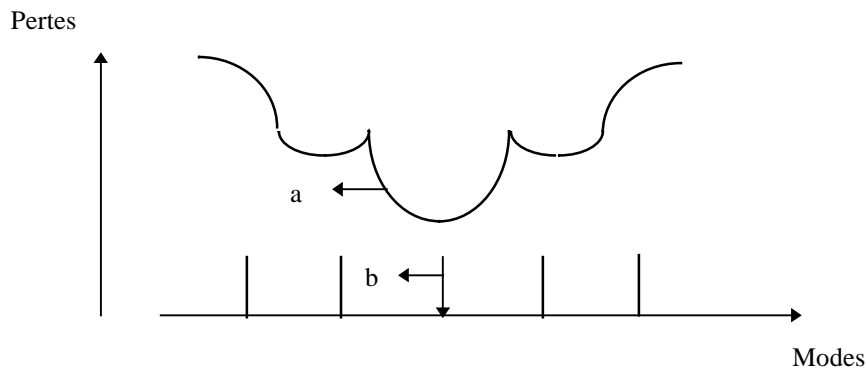


Figure VI-7 Principe de l'accord continu en longueur d'onde d'une diode laser DBR multi-électrodes. Lorsque i_{dbr} augmente, la courbe des pertes se décale vers la gauche (a). Lorsque i_{ph} augmente, les modes de la cavité se décalent à leur tour vers la gauche (b).

Pour retarder ce saut, on injecte simultanément un courant dans la zone de phase pour accorder dynamiquement le mode lasant aux pertes minimales imposées par le réseau. Il faut donc moduler simultanément le courant DBR et le courant de phase pour obtenir une excursion en fréquence optique optimale. Les relations entre les courants d'injections i_{dbr} et i_{ph} ont été étudiées et déterminées théoriquement et expérimentalement [67]. Le rapport entre les deux courants est linéaire et constant, ce qui facilite le pilotage des courants.

Lorsqu'un courant est injecté dans un milieu semiconducteur, deux phénomènes agissant sur la fréquence d'émission laser sont observés. Le premier est l'effet thermique observable à des faibles fréquences de modulation du courant, le second est l'effet des porteurs pour des fréquences de modulation du courant plus élevées [2]. L'effet des porteurs est couramment étudié pour les applications en télécommunications [3][66-68]. Pour notre étude, les courants d'injection sont modulés à basse fréquence (<100Hz) et l'effet thermique est donc majoritaire. [2][69].

Ces composants sont généralement développés à des longueurs d'onde dédiées aux télécommunications optiques, i.e. autour de 1550nm [70-71]. Néanmoins, nous avons trouvé une diode laser YOKOGAWA qui émet autour de 852nm. Nous allons à présent donner les principales caractéristiques de ce composant.

3.3 CARACTERISTIQUES DE LA DIODE LASER UTILISEE

La diode laser utilisée est une diode laser YOKOGAWA. Les données constructeur sont les suivantes :

Marque	Ref.	Matériaux	P (mW)	λ (nm)	Specificités
YOKOGAWA	YL85XTW	AlGaAs	5	852	Diode Laser DBR multi-électrodes $\Delta\nu > 300\text{GHz}$

De plus, sa structure intégrant un réseau lui confère une largeur de raie spectrale de 1 MHz. D'après les résultats du chapitre II, le phénomène de self-mixing ne sera donc pas limité par la longueur de cohérence mais plutôt par la puissance rétrodiffusée par la cible. La puissance d'émission de la diode n'est en effet que de 5 mW.

Le constructeur annonce une accordabilité discontinue possible sur plus de 2 nm. Nous avons caractérisé le comportement spectral de cette diode en utilisant le même dispositif expérimental que sur la figure V-15 . Cette caractérisation nous permet de déterminer les larges plages d'accord continu de la longueur d'onde d'émission.

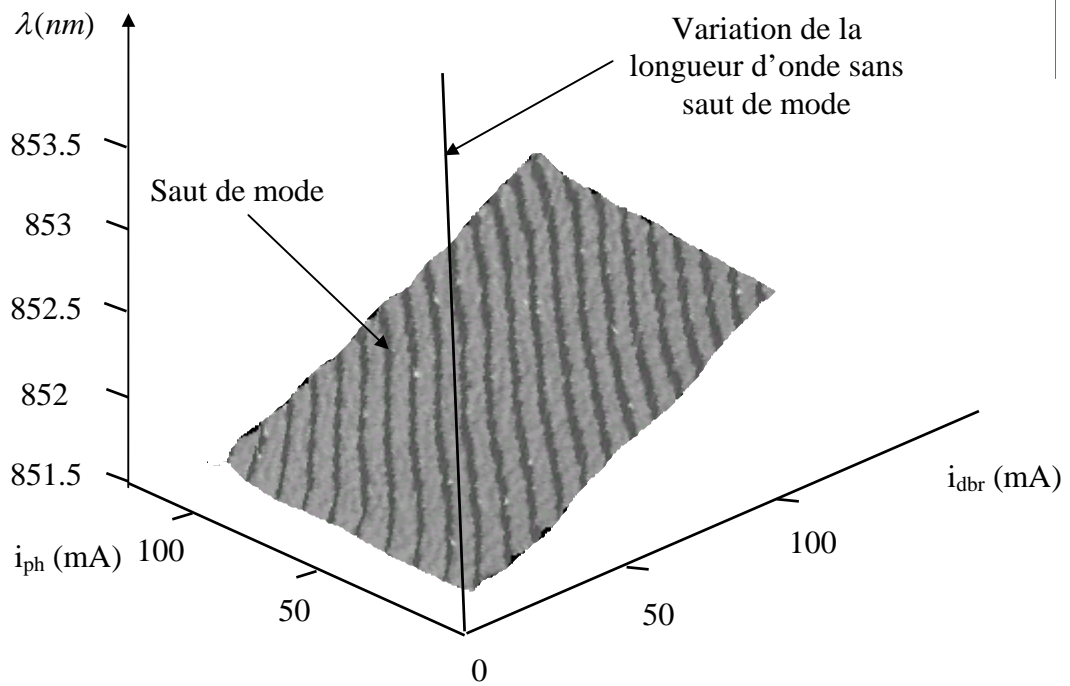


Figure VI-8 Représentation 3D de la longueur d'onde d'émission d'une diode laser DBR multi-électrodes en fonction des deux courants i_{ph} et i_{dbr} .

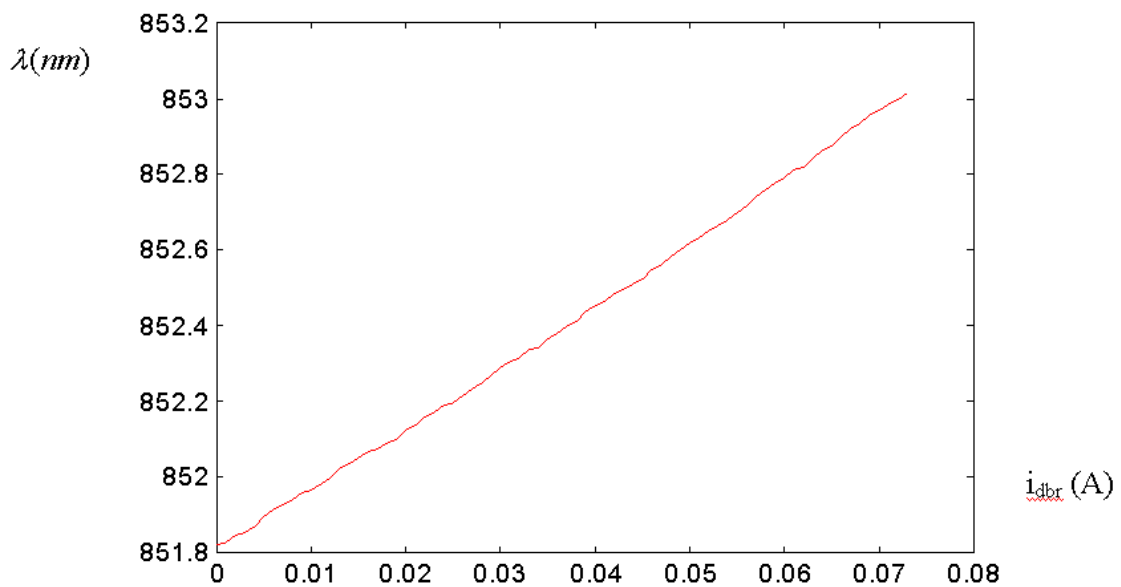


Figure VI-9 Variation (continue) maximale de la longueur d'onde obtenue pour la diode laser DBR multi-électrodes.

La figure VI-8 illustre la carte 3D représentant la longueur d'onde en fonction des deux courants i_{dbr} et i_{ph} , pour une température de 22 degrés et une puissance de sortie de 3mW. A partir de cette figure, nous observons les sauts de modes ainsi que les zones stables et déduisons facilement le rapport entre les deux courants pour obtenir une excursion en fréquence optique continue. De plus, sur la figure VI-8, nous avons également représenté une zone de stabilité intéressante. Pour cette droite, on obtient un rapport entre les deux courants de $I_{ph} = 1.369I_{dbr}$

La figure VI-9 illustre l'excursion maximale en fréquence optique obtenue avec la diode laser utilisée. On obtient une excursion supérieure à 400GHz.

3.4 APPLICATION A LA TELEMETRIE

La théorie développée au chapitre II concernant l'application télémétrique du self-mixing prévoit une résolution par la méthode du comptage des pics donnée par la formule II-8 :

$$\delta D = \pm \frac{c}{2\Delta\nu_{pp}}$$

Nous avons donc utilisé cette méthode en prenant comme source la diode laser DBR multi-électrodes précédemment caractérisée [72]. De plus, pour cette première application, nous avons fixé l'excursion en fréquence optique à : $\Delta\nu_{pp} = 300GHz$.

Ces hypothèses nous permettent de prévoir théoriquement une résolution de $\pm 0,5mm$.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure VI-10. La diode laser émet à puissance quasi-constante vers une cible située entre 20 et 60 cm. Un atténuateur permet de contrôler la puissance rétrodiffusée par la cible et donc le coefficient C . La puissance d'émission qui contient également le signal de self-mixing est alors détectée puis traitée pour en déduire la distance.

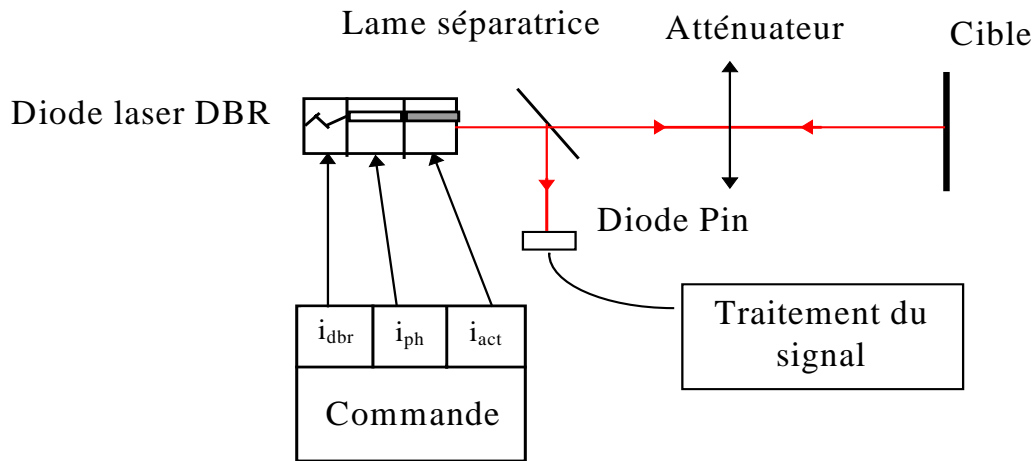


Figure VI-10 Dispositif expérimental de mesure de distance

3.5 RESULTATS

La détection du signal de self-mixing est plus aisée car la puissance de sortie de la diode laser reste constante. Nous rappelons qu'en utilisant une diode laser Fabry-Perot, l'obtention du « Chirp » s'effectue en modulant le courant et donc la puissance d'émission.

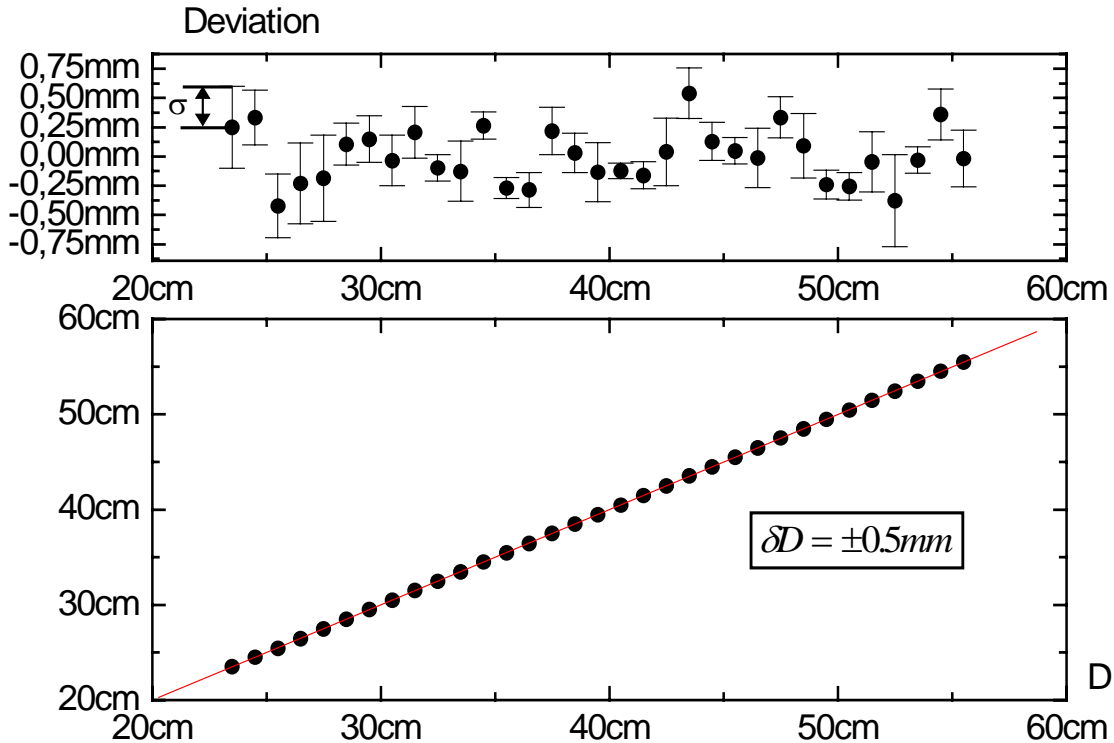


Figure VI-11 Résultats expérimentaux. a) Moyenne et écart-type calculés pour 100 mesures effectuées par distance. b) Représentation des distances réelles et mesurées.

Comme nous l'avons déjà remarqué pour les diodes DFB ou DBR, la présence du réseau garantit une plus grande stabilité spectrale en présence d'une cible. Les sauts de modes « intempestifs » n'ont jamais été observés avec cette diode laser.

Les résultats obtenus sont satisfaisants et en accord avec la résolution que la théorie prévoit. La figure VI-11 illustre ces résultats. Pour chaque distance de la cible, nous avons effectué 100 mesures. Ainsi, la figure VI-11a représente la valeur moyenne de ces mesures ainsi que l'écart-type. Comme la théorie le prévoit, nous pouvons localiser une cible avec une résolution de ± 0.5 mm sur une gamme de distance allant de 20 à 60 cm. De plus, la résolution en utilisant cette méthode d'interprétation est indépendante de la distance mesurée.

La puissance d'émission de ce laser étant limitée à 5mW, nous ne pouvons pas effectuer de mesure de distance supérieure à 1 mètre. La longueur de cohérence est quant à elle importante (plusieurs dizaines de mètres) et ne limite pas la mesure.

Enfin, le coût de ce type de composant reste élevé et le gain en résolution qu'il procure ne justifie pas à lui seul le choix de cette diode laser pour toutes les applications télémétriques du self-mixing.

4. OPTIMISATION DE LA METHODE DU COMPTAGE DE PICS

4.1 PRINCIPE

Lorsqu'on utilise la méthode classique du comptage de pics, la résolution est imposée par l'incertitude sur le comptage des sauts de puissance dus au self-mixing, pour une excursion en fréquence optique fixe. Cette résolution de base est de plus ou moins un pic sur le comptage effectué.

Il nous est apparu judicieux de transférer cette incertitude issue du comptage de pics sur une mesure de l'excursion en fréquence optique en dynamique. Nous nous proposons de développer un système dans lequel le comptage de pics sera déterminé sans incertitude et pour lequel la détermination de l'excursion en fréquence optique entre le premier et le dernier pic compté sera effectuée avec une incertitude donnée. Cette incertitude déterminera la résolution du capteur.

La solution que nous proposons consiste à intégrer un interféromètre de Mach-Zender parallèlement au dispositif télémétrique par self-mixing. Le schéma du système est présenté sur la figure VI-12. Nous pouvons utiliser une diode laser Fabry-Perot ou une diode laser DBR multi-électrodes caractérisée précédemment et nous mesurons l'excursion en fréquence optique réalisée, en comptant les franges d'interférences générées par le dispositif interférométrique. Les tops de départ et de fin du comptage sont imposés par les sauts de self-mixing. Il n'y a donc pas d'incertitude sur le comptage des sauts de puissance dus au signal de self-mixing. La diode laser est de plus parfaitement isolée (>60 dB) de l'interféromètre, celui-ci ne perturbe donc pas le signal de self-mixing.

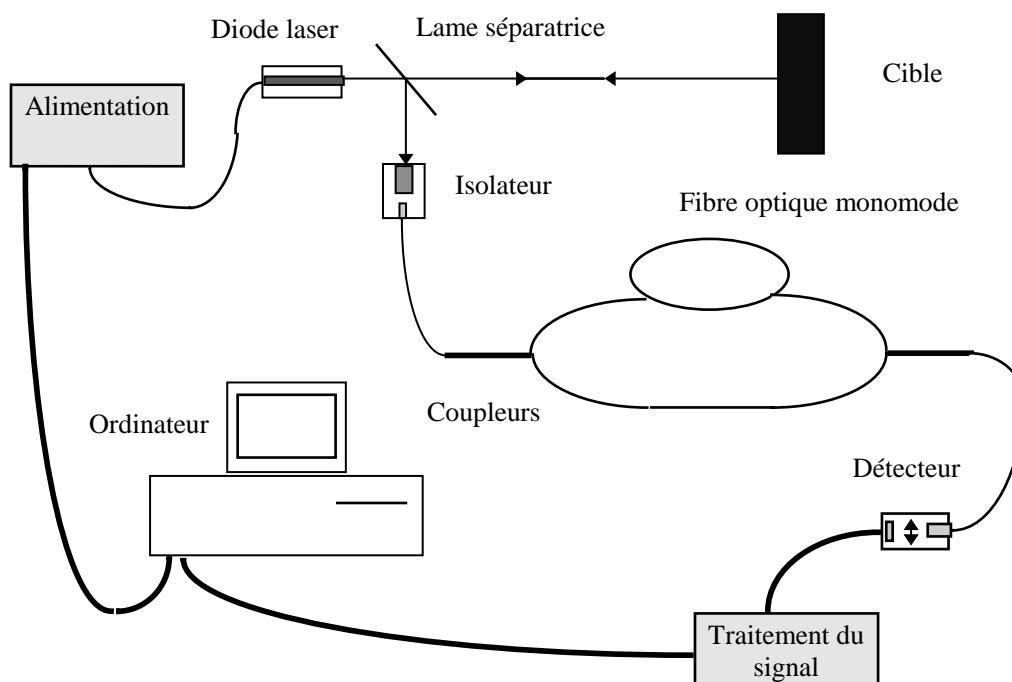


Figure VI-12 Dispositif expérimental du télémètre par self-mixing contrôlé en fréquence optique.

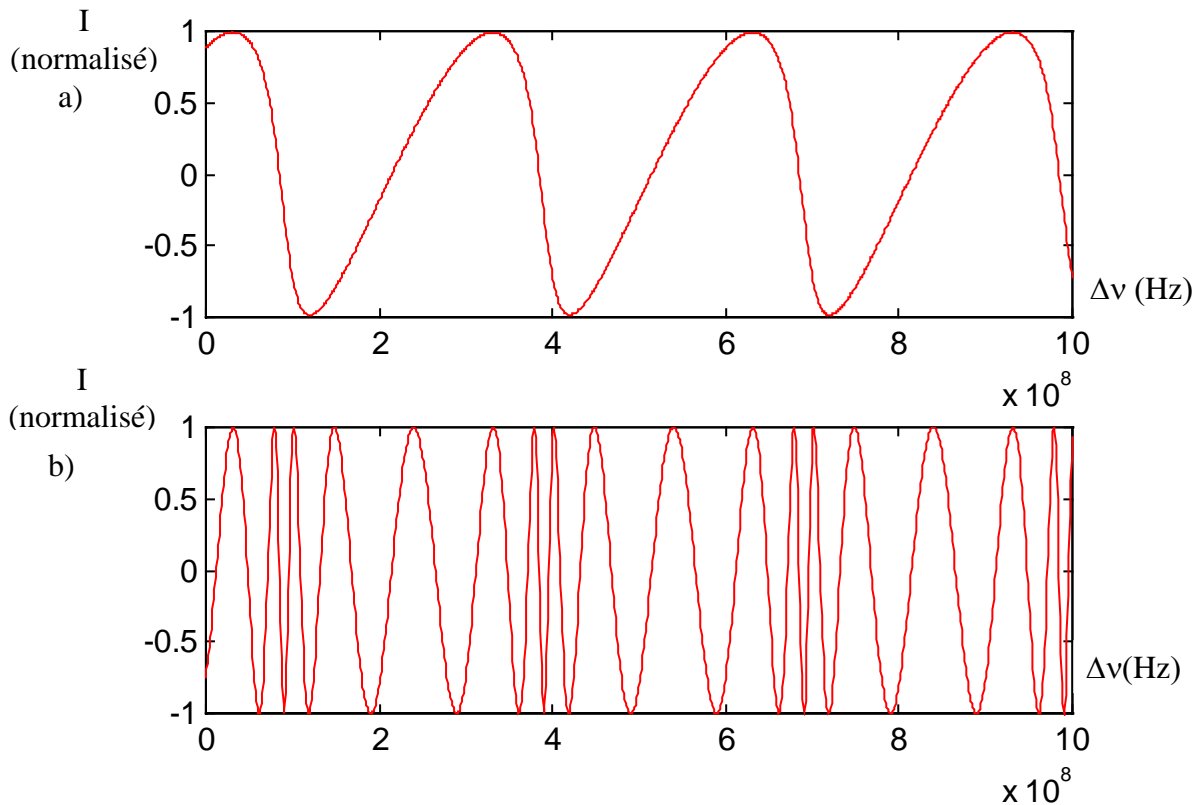


Figure VI-13 Simulation des signaux de puissances de self-mixing (a) et d'interférences (b), sans tenir compte des variations de la largeur de raie spectrale. $D=5$ mètres, $C=0.7$, $\lambda=850\text{nm}$.

La figure VI-13a illustre une simulation des signaux relatives aux variations de puissance dues au self-mixing. La figure VI-13b illustre les variations de puissance dues aux interférences (figure VI-13b). On observe une variation de la fréquence de modulation du signal d'interférence. En effet, comme nous l'avons montré au chapitre II, les fluctuations de puissance générées par la présence d'une cible s'accompagnent également d'une modulation de la fréquence optique, de même période que celle de la modulation de puissance. Cette modulation peut être observée sur le signal d'interférences dont la fréquence est aussi modulée. Cette remarque est importante car dans ce dispositif de mesure, nous décidons de ne plus compter les sauts de puissances de self-mixing mais de détecter les variations de la fréquence de modulation des interférences.

Sur la figure VI-13, les valeurs maximales de la fréquence des interférences peuvent être détectées et comptées, ce qui revient à compter les sauts de puissance dus au self-mixing.

L'excursion en fréquence optique entre le premier et le dernier saut de self-mixing est alors déterminée en comptant le nombre d'ondulations du signal d'interférences.

D'un point de vue pratique, il est intéressant de remarquer que la détection et le traitement du signal associé à une variation de fréquence sont plus faciles à réaliser qu'une détection de modulation de puissance. Le système est donc plus sensible à la quantité de lumière rétrodiffusée par la cible.

4.2 RESOLUTION

La résolution de ce système est à présent théoriquement donnée par l'incertitude de la mesure qu'on effectue sur l'excursion en fréquence optique. On a toujours la distance qui s'exprime par :

$$D = N_{\text{pics}} \frac{c}{2\Delta\nu_{pp}}$$

La résolution de la méthode est alors donnée par :

$$\delta D = \frac{D}{2\Delta\nu_{pp}} \delta(\Delta\nu_{pp}) \quad (\text{VI-2})$$

avec $\delta(\Delta\nu_{pp})$ l'incertitude sur la mesure de l'excursion en fréquence optique pic à pic réalisée.

Nous observons que la résolution, est cette fois-ci, fonction de la distance à la cible. De plus, l'incertitude de mesure sur l'excursion en fréquence optique est déterminée par le comptage des ondulations du signal d'interférence. De nouveau, ce comptage est précis à plus ou moins un pic, mais d'interférence ici. Or entre deux pics d'interférences, on a la relation connue :

$$\Delta\nu_0 = \frac{c}{l} \quad (\text{VI-3})$$

avec $\Delta\nu_0$ la variation de fréquence optique entre deux maximums d'interférence et l la différence de marche introduite sur un bras de l'interféromètre.

L'incertitude de mesure sur l'excursion en fréquence optique est donc donnée par la relation :

$$\delta(\Delta \nu_{pp}) = \pm \Delta \nu_0 = \pm \frac{c}{l} \quad (\text{VI-2})$$

On en déduit donc que la résolution de notre système télémétrique sera d'autant plus fine que $\Delta \nu_0$ sera faible et donc que la différence de marche l sera importante.

Cependant, cette différence de marche ne peut pas être prise supérieure à la longueur de cohérence de la diode laser en présence d'une cible. Les résultats du chapitre III nous montrent que la longueur de cohérence d'une diode laser avec cible, dans les conditions du self-mixing, peut être considérablement réduite. La figure VI-14 illustre le signal d'interférences en présence d'une cible de façon plus réaliste, en tenant compte des variations de la largeur de raie spectrale de la diode laser en présence d'une cible. L'amplitude des interférences diminue à certains endroits car la largeur de raie spectrale du laser augmente. Il faut donc tenir compte de ce phénomène pour déterminer la différence de marche optimale de l'interféromètre.

Les diodes lasers Fabry-Perot que nous avons précédemment utilisé ont en général une largeur de raie spectrale de 20MHz. En présence d'une cible et dans le cas particulier du self-mixing ($C < 1$), la largeur de raie spectrale maximale de la diode laser peut être déterminée à l'aide de l'équation (II-34). On a représenté sur la figure VI-15 cette largeur de raie maximale en fonction de la distance à la cible et pour différents coefficients C .

On remarque sur la figure VI-15 que pour des valeurs du coefficient C comprises entre $C=0.7$ et $C=0.9$, la largeur de raie spectrale maximale pour une distance supérieure à 20 cm est comprise entre 80 et 110 MHz. Ces valeurs donnent une longueur de cohérence minimale pour la diode laser avec cible comprise entre 80cm et 1.2 mètres.

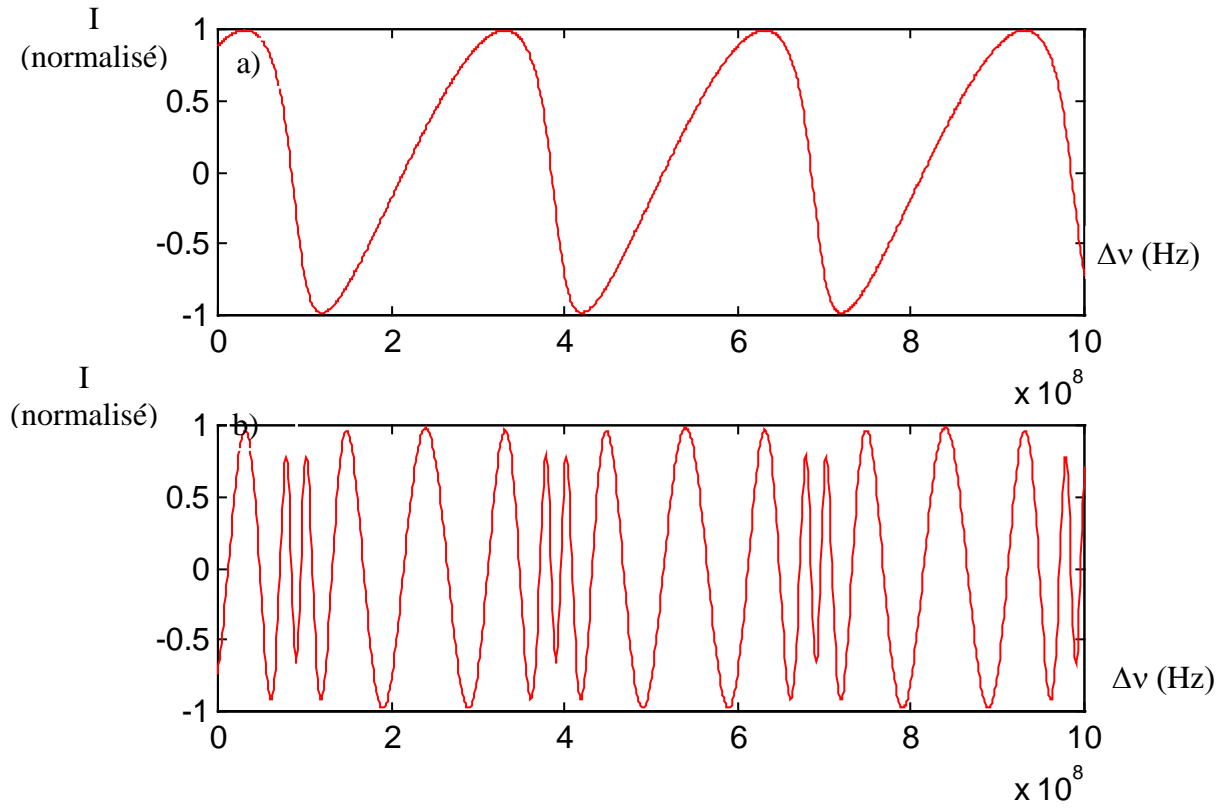


Figure VI-14 Simulation des signaux de puissances de self-mixing (a) et d'interférences (b), en tenant compte des variations de la largeur de raie spectrale. $D=5$ mètres, $C=0.7$, $\lambda=850\text{nm}$.

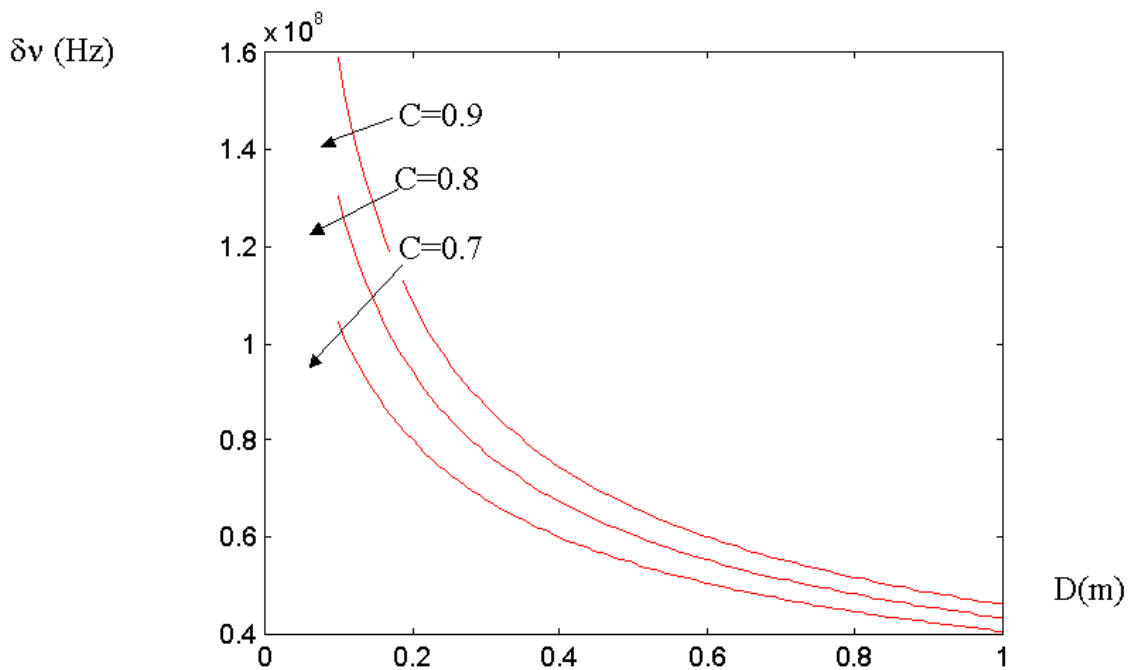


Figure VI-15 Simulation de la largeur de raie spectrale maximale d'une diode laser Fabry-Perot en fonction de la distance de la cible.

La différence de marche maximale que l'on peut prendre en utilisant une diode laser Fabry-Perot est donc de l'ordre du mètre. En prenant 1 mètre de fibre optique, soit 1.5 mètre pour la différence de marche, on obtient une incertitude de mesure sur l'excursion en fréquence optique de ± 200 MHz. En prenant de plus une excursion en fréquence optique totale voisine de 90GHz, on peut tracer la résolution du système en fonction de la distance de la cible. Ceci est illustré sur la figure VI-16. Nous déduisons de cette figure que la précision théorique de ce nouveau dispositif est de $100\mu\text{m}$ pour une cible à 10cm et de 0.5mm pour une cible à 50cm.

Lorsque la distance à la cible augmente, la largeur de raie spectrale maximale du laser diminue (figure VI-15). Cette caractéristique permet d'utiliser une différence de marche pour l'interféromètre plus importante. Par exemple, à 1 mètre, la largeur de raie maximale du laser est proche de 40 MHz. Nous pouvons donc utiliser une différence de marche de 3 mètres et ainsi obtenir théoriquement une résolution de $200\mu\text{m}$ à 1 mètre en utilisant le même principe.

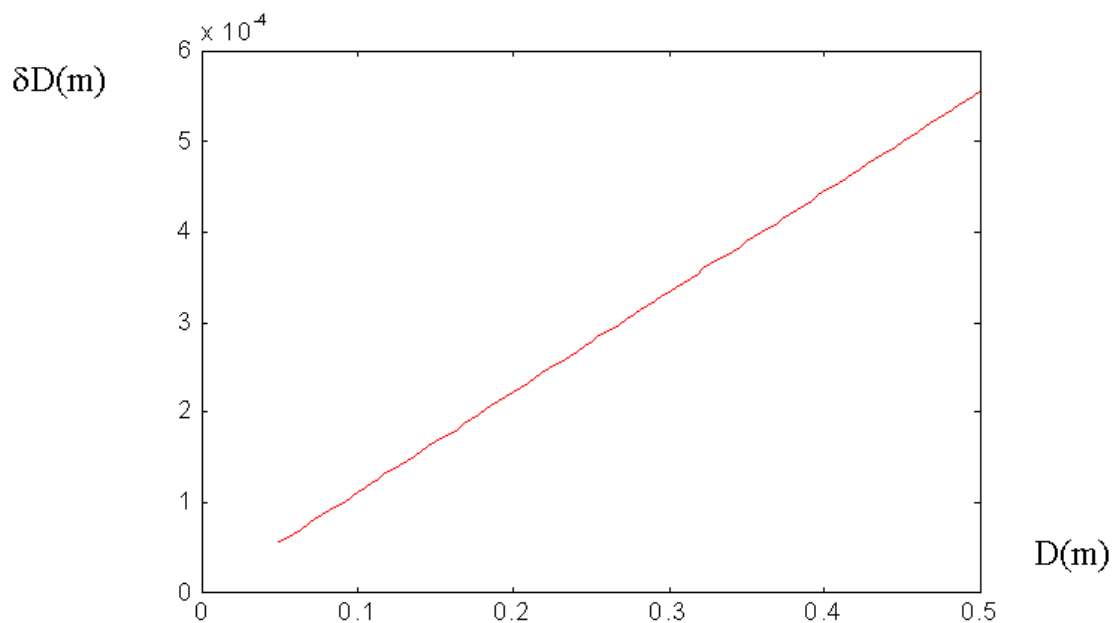


Figure VI-16 Résolution théorique du télémètre à fibre optique utilisant une diode laser Fabry-Perot, en fonction de la distance.

4.3 APPLICATION EXPERIMENTALE

La diode laser DBR multi-électrodes est théoriquement la source la mieux adaptée pour cette application. En effet, rappelons qu'elle possède une largeur de raie spectrale de 1MHz et qu'elle permet d'obtenir une variation continue de la fréquence optique de 300GHz. Cependant, nous nous heurtons pour l'instant à un problème de bruit pour le pilotage des courants d'injection i_{abr} et i_{ph} . Le bruit sur ces courants d'injection génère un signal d'interférence en sortie de l'interféromètre de Mach-Zender également très bruité. Le traitement du signal est rendu difficile et peu exploitable actuellement.

Pour valider les résultats théoriques précédents, nous choisissons donc une source laser de type Fabry-Perot HITACHI dont les caractéristiques ont été données au chapitre V, et pour laquelle nous pouvons utiliser un générateur de courant faible bruit. Les caractéristiques expérimentales de ce montage sont les suivantes :

- Différence de marche de l'interféromètre à fibre optique : $l_{opt} = 1.6$ mètres
- Période en fréquence optique du signal d'interférence : $\Delta\nu_o = 180$ MHz
- Excursion pic à pic de la fréquence optique du laser : $\Delta\nu_{pp} = 90$ GHz

Nous avons effectué des mesures pour une distance de la cible comprise entre 9 et 10 cm.

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure (VI-17). Pour chaque distance, nous avons effectué 100 mesures. La figure VI-17a représente la déviation entre la valeur de la distance réelle et la moyenne des distances mesurées. Nous avons également représenté pour chaque distance mesurée plus ou moins deux fois l'écart-type sur les 100 mesures.

Nous observons que plus de 95% des mesures pour une distance sont comprises dans l'intervalle représenté par les segments verticaux de la figure VI-17a. Nous déduisons donc une résolution inférieure à $\pm 100 \mu\text{m}$. Ce résultat est conforme à ce que la théorie prévoit, puisque dans le paragraphe précédent, nous avons déterminé une résolution de $\pm 100 \mu\text{m}$ pour une configuration équivalente.

Si nous nous intéressons uniquement à la valeur moyenne, nous obtenons une précision deux fois plus fine car le calcul est effectué sur 100 mesures. Nous pouvons déterminer par cette méthode une distance de la cible autour de 10 cm avec une précision de $\pm 50 \mu\text{m}$.

C'est un résultat très intéressant qui améliore considérablement le télémètre simple par self-mixing. Notons que nous n'avons pas effectué de mesures sur un intervalle de distance plus important, car nous ne disposons pas du chariot micrométrique adéquat. Néanmoins, ces résultats expérimentaux laissent à penser que ce télémètre peut être utilisé jusque 50 cm avec une bonne précision ($\pm 250 \mu\text{m}$ à 50 cm avec le même dispositif).

Deviation

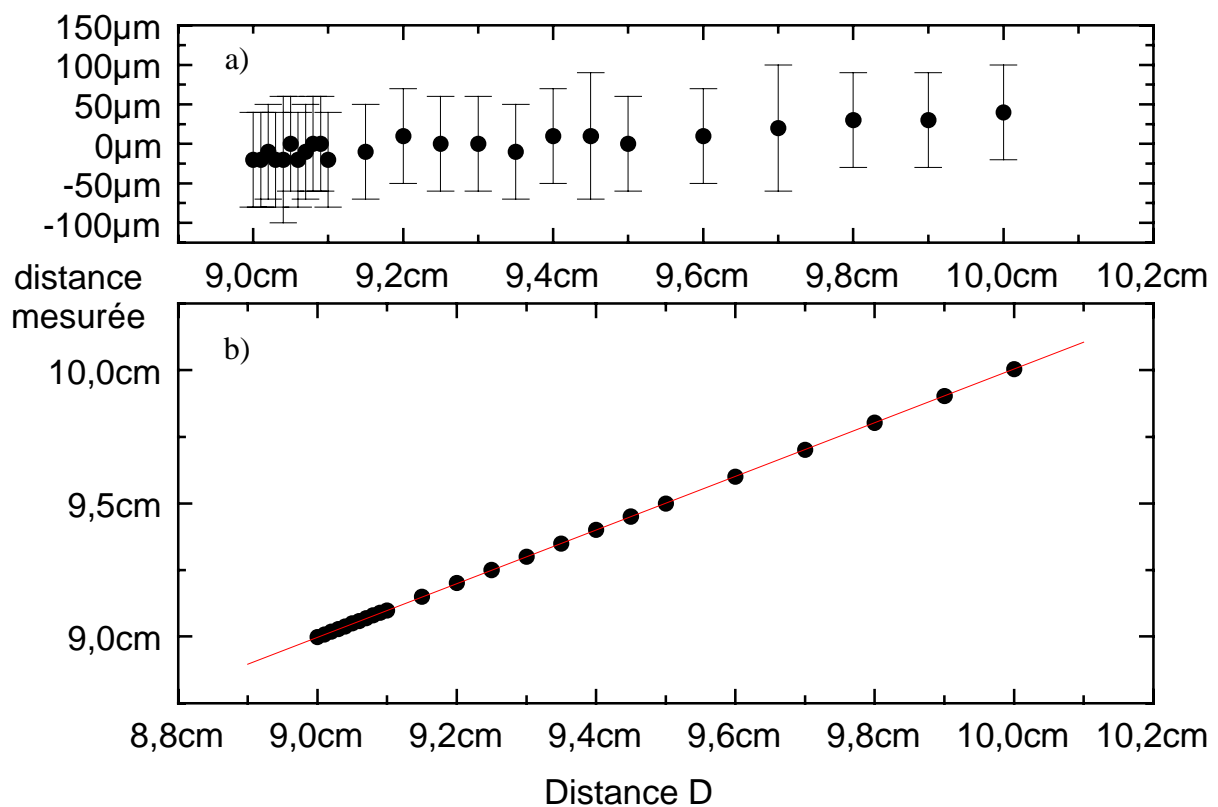


Figure VI-17 Résultats expérimentaux. a) Moyenne et écart-type calculés pour 100 mesures effectuées par distance. b) Représentation des distances réelles et mesurées.

5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié différentes structures de diodes lasers pour les applications du self-mixing. Nous avons montré que les diodes lasers DFB ou DBR étaient très intéressantes pour la mesure de déplacement par self-mixing.

Nous avons de plus montré qu'en utilisant une diode laser moins conventionnelle de type DBR multi-électrodes pour la mesure de distance, nous obtenons une résolution de ± 0.5 mm indépendamment de la distance mesurée. Ce composant laser étant amené à être développé pour les applications WDM en télécommunications, nous pouvons penser que son coût, assez élevé aujourd'hui, diminuera dans le futur.

Enfin, nous avons démontré l'intérêt d'un nouveau télémètre par self-mixing, contrôlé en fréquence optique. Avec ce dispositif, nous avons en effet obtenu une résolution de ± 50 μm à 10 cm. Dans ce système, la résolution est fonction de la distance de la cible et diminue avec elle. Nous avons montré théoriquement qu'il était possible d'obtenir, avec ce même dispositif, une résolution de 200 μm à 1 mètre.

Ce dispositif, intégrant un interféromètre à fibre optique, peut donc être utilisé pour la mesure de courte ou de moyenne distance, en ne changeant que la partie fibre optique responsable de la différence de chemin optique. Même s'il augmente le coût, il reste néanmoins très intéressant de par la précision et la dynamique des plages de mesures qu'il offre.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce mémoire, nous avons étudié le comportement spectral des sources lasers dans le cadre des applications du self-mixing. L'importance d'un choix judicieux de la diode laser à utiliser par chaque application est clairement mise en évidence. En effet, les caractéristiques de la source laser ont un rôle essentiel lors de la détermination de la limite de portée des capteurs, ainsi que pour déterminer la précision et la stabilité des mesures effectuées en utilisant le phénomène de self-mixing.

L'étude menée concernant la largeur de raie spectrale d'une diode laser Fabry-Perot, modifiée en présence d'une cible, nous a permis d'une part, de définir la limite de portée des capteurs par self-mixing, et d'autre part de déterminer les longueurs de cohérence maximale et minimale d'une diode laser soumise à une faible rétro-injection de lumière. Ainsi, nous avons par exemple déterminé une portée de 5 mètres pour les capteurs self-mixing, utilisant une diode laser Fabry-Perot classique. Par ailleurs, l'utilisation d'une source plus cohérente afin de réduire la limitation imposée par la longueur de cohérence de la source n'apparaît pas nécessaire. En effet, lorsque la cible est trop éloignée, la quantité de lumière rétrodiffusée devient alors trop faible et difficile à détecter.

Par ailleurs, nous avons déterminé les caractéristiques essentielles qu'une diode laser Fabry-Perot doit posséder pour être optimale pour la mesure de distance absolue et relative. Les diodes lasers Fabry-Perot multi-puits quantique émettant à 800 nm, sont les plus stables et les mieux adaptées pour ces deux applications du self-mixing. En particulier, certaines diodes lasers MITSUBISHI ou HITACHI, possédant ces caractéristiques, permettent d'obtenir une variation continue de la fréquence optique de plus de 100 GHz. C'est un comportement très intéressant pour la mesure de distance, car la fréquence optique de la source doit dans ce cas être modulée de façon continue sur une plage optimale.

L'étude du comportement spectral des diodes lasers Fabry-Perot soumises à une modulation lente en courant est donc déterminante pour le choix de la source à utiliser dans le cas de la mesure de distance par self-mixing. L'observation expérimentale des phénomènes tels que la variation continue de la fréquence optique ou avec saut de mode et hystérésis lorsque le courant est modulé, ne peut s'expliquer théoriquement qu'en étudiant précisément le gain et le spectre longitudinal de la diode laser Fabry-Perot. Ainsi, nous avons utilisé le formalisme de la matrice densité pour déterminer l'expression du gain dans les lasers à semi-conducteurs et expliquer le comportement spectral des modes longitudinaux lorsque le courant d'injection et la température varient.

L'étude de l'influence d'une cible sur le comportement spectral a également été menée. Nous avons montré que les perturbations engendrées par un faible retour de lumière pouvaient être très importantes et rendre inexploitable les signaux de self-mixing. Le point, ainsi que la zone de fonctionnement en courant et température, doivent alors être précisément déterminés pour s'assurer de la fiabilité des mesures effectuées par les capteurs. De plus, nous avons montré que ces points et zones de fonctionnement devaient être atteints sans la présence de la cible. Enfin, de par la grande inhomogénéité des caractéristiques des diodes lasers, il est impératif de caractériser expérimentalement chaque laser avant son utilisation comme source optique pour un capteur.

Nous avons également étudié différentes structures de diodes lasers potentiellement intéressantes pour le self-mixing. Nous avons ainsi montré que les diodes lasers DFB et DBR sont des composants potentiellement très intéressants pour la mesure de déplacement, mais inutilisables pour la mesure de distance.

Les diodes lasers largement accordables en longueur d'onde sont quant à elles intéressantes pour la mesure de distance utilisant la méthode du comptage de pics. Nous avons obtenu une résolution de 0.5 mm sur une large gamme de distance en utilisant une diode laser DBR

multi-électrodes. Le coût actuel de ces composants reste cependant élevé et réduit considérablement l'intérêt de ce composant. Nous pensons néanmoins que ce coût diminuera dans le futur car ces diodes lasers DBR multi-électrodes sont certainement amenées à se développer dans les télécommunications.

Nous avons enfin présenté une optimisation de la méthode du comptage de pics pour la mesure de distance. En intégrant un interféromètre de Mach-Zender dans le dispositif de mesure, nous avons montré qu'il était possible de contrôler précisément l'excursion en fréquence optique, et ainsi augmenter considérablement la résolution du télémètre. Dans notre étude, nous avons démontré l'intérêt de ce dispositif en utilisant une diode laser Fabry-Perot, choisie avec les critères évoqués précédemment. Ainsi, nous avons présenté les résultats d'un télémètre courte distance (cible à 10 cm) permettant, sur une plage de 1 cm, d'obtenir une précision de $\pm 50 \mu\text{m}$. Nous avons de plus montré que ce même télémètre pouvait opérer pour des distances moyenne (de l'ordre du mètre) avec une précision très satisfaisante ($\pm 200 \mu\text{m}$). L'utilisation dans ce dispositif d'une diode laser DBR multi-électrodes permet théoriquement d'atteindre des performances également très bonnes, mais reste à valider expérimentalement.

L'ensemble de cette étude contribue donc à l'optimisation des performances des capteurs de distance et de déplacement utilisant le self-mixing. Il reste néanmoins certains paramètres encore insuffisamment contrôlés dans ces dispositifs. C'est le cas par exemple du coefficient de couplage C . Les résultats théoriques et expérimentaux sont généralement obtenus en fixant sa valeur. Or le comportement spectral de la diode laser en présence d'une cible est très lié à C , lui-même fortement lié aux conditions expérimentales (type et distance de la cible, puissance d'émission de la diode laser). Une étude menée sur l'asservissement de ce coefficient pour les applications du self-mixing serait donc très intéressante. De la même façon, les problèmes de speckle n'ont pas été abordés dans ce travail et ont eux aussi une influence sur la validité des mesures effectuées.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] N. Servagent, « Etude et conception de capteurs opto-électronique auto-alignés de distances et de déplacements pour le contrôle non destructif », thèse INPT n^o 1319, 1997.
- [2] K.Petermann, « Laser Diode Modulation And Noise », Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991.
- [3] G.P. Agrawal, N.K. Dutta, « Semiconductor Lasers », second edition, Van Nostrand Reinhold, New York, 1993.
- [4] L.A.Coldren, S.W.Corzine, « Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits », Wiley-Interscience, New York, 1995.
- [5] Y.Suematsu, A.R.Adams, « Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits », Chapman & Hall, 1994.
- [6] J. Buus, « Single Frequency Semiconductor lasers », SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington USA, 1991.
- [7] R. Lang and Kobayashi, « External optical effects on semiconductor injection lasers properties », Proc. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.16, pp. 347-355, 1980.
- [8] W.M. Wang, K.T.V. Grattan, W.J.O. Boyle, A.W. Palmer, « Self-Mixing interference in a diode laser : experimental observations and theoretical analysis », Applied Optics, vol 32, pp 1551-1557, 1993.
- [9] W.M. Wang, K.T.V. Grattan, W.J.O. Boyle, A.W. Palmer, « Self-Mixing Interference Inside a Single-Mode Diode Laser for Optical Sensing Applications », J. Lightwave Technology, vol 12, pp 1577-1586,1994.
- [10] N. Servagent, T. Bosch and M. Lescure, « A laser displacement sensor using the self-mixing effect for modal analysis and defect detection », IEEE Trans. Instrum. & Meas., vol. IM- 46, pp. 847-850, 1997.
- [11] S. Donati, G. Giuliani, S. Merlo, « Laser Diode Feedback Interferometer for Measurement of Displacements without Ambiguity », IEEE J. Quantum Electron, vol QE-31, pp 113-119, 1995.
- [12] N. Servagent, F. Gouaux and T. Bosch, « Measurements of displacement using the self-mixing interference in a laser diode », J. optics, vol. 29, pp.168-173, 1998.

- [13] W.M. Wang, K.T.V. Grattan, W.J.O. Boyle, A.W. Palmer, « Active optical feedback in a dual-diode laser configuration applied to displacement measurements with a wide dynamic range », *Applied Optics*, vol 33, pp 1795-1801, 1994.
- [14] S. Donati, L. Falzoni, S. Merlo, « A PC-Interfaced, Compact Laser-Diode Feedback Interferometer for Displacement measurements », *IEEE Transaction on instrumentation and measurement*, vol. 45, pp.942-947, 1996.
- [15] G. Beheim and K. Fritsch, « Range finding using frequency-modulated laser diode », *Applied Optics*, vol 25, pp 1439-1442, 1986.
- [16] S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida and M. Sumi, « Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode », *Applied Optics*, vol 25, pp 1417-1419, 1986.
- [17] R. Addy, A.W. Palmer and K.T.V. Grattan, « Effects of External Alignment in Sensing Application of Optical Feedback in Laser Diodes », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp.2672-2676, 1996.
- [18] L. Golderg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. F. Weller, and R. O. Miles, « Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback », *IEEE J. Quantum Electron*, vol QE-18, pp 555-564, 1982.
- [19] F. Gouaux, G. Mourat, N. Sevagent, E. Morteau et T. Bosch, « La mesure de distances par interférométrie à detection homodyne », *Colloque Interdisciplinaire en Instrumentation, « Systèmes, Capteurs et Traitement appliquée à la Caractérisation et au Contrôle Non Destructif »*, 18-19 novembre 1998, ENS Cachan.
- [20] T. Bosch, F. Gouaux, E. Morteau, G. Mourat et N. Servagent, « A Self-Mixing sensor for non destructive testing », *14th European Optical Society Topical Meeting « Optoelectronic Distance / Displacement Measurements and Applications »*, 8-10 juillet 1997 à Nantes France.
- [21] F. Gouaux, N. Servagent, T. Bosch, « Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer », *Applied Optics*, n° 28, pp. 6684 - 6689, oct. 1998.
- [22] L.S.Cutler, C.L.Searle, « Some Aspects of the Theory and Measurement of Frequency Fluctuations in Frequency Standards », *Proc.IEEE*, vol.54, No.2, pp 136-154, 1966.
- [23] C.H. Henry, « Theory of the Phase Noise and Power Spectrum of a Single Mode Injection Laser », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-19, pp 1391-1397, 1983.
- [24] L.Goldberg, H.F. Taylor, A. Dandridge, J.F. Weller, R.O. Miles, « Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol QE-18, No 4, pp 555-564, 1982.
- [25] J.S. Cohen, F. Wittgreffe, M.D. Hoolgerland, J.P. Woerdman, « Optical Spectra of Semiconductor Laser with Incoherent Optical Feedback », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-26, pp 982-990, 1990.

- [26] G.P. Agrawal, «Line Narrowing in a Single-Mode Injection Laser Due to External Optical Feedback », IEEE J. Quantum Electron., vol QE-20, pp 468-471, 1984.
- [27] N.Schunck, K.Petermann, « Numerical Analysis of the Feedback Regimes for Single-Mode Semiconductor Laser with External Feedback », IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-24, pp 1242-1247, 1988.
- [28] H.Olensen, J.Henrik Osmundsen, B.Tromborg, « Nonlinear Dynamics and Spectral Behavior for an External Cavity Laser », IEEE J.Quantum Electron., vol . QE-22, pp 762-773, 1986.
- [29] G. Mourat, N. Servagent, T.Bosch, « Optical Feedback Effects on the Spectral Linewidth of Semiconductor Laser Sensors Using Self-mixing Interference », IEEE J. Quantum Electron., vol 34, pp. 1717-1721, sept.1998.
- [30] S. Alaruri, « Experimental Method for Determining the Coherence Length of CW Lasers Using a Michelson Interferometer », J. of Lasers Applications, vol. 5, pp. 33-36, 1993.
- [31] W. A. Hamel, M.P. van Exter and J.P. Woerdman, « Coherence properties of semiconductor laser with feedback from a distant reflector : Experiment and theory », Proc. IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp.1459-1469, 1992.
- [32] IL-Whan OH, H. R. D. Sunak, « Measurement of the Spectral Linewidth of Semiconductor Lasers for use with Coherent Optical Communication Systems », IEEE Trans. Instr. & Meas., vol. 36, pp. 1054-1059, 1987.
- [33] T. Okoshi, K. Kikuchi, A. Nakayama, « Novel Method for High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum », Electronics Letters, vol. 16, pp. 360-631, 1980.
- [34] L. E. Richter, H. I. Mandelberg, M. S. Kruger, P. A. McGrath, « Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-22, pp 2070-2074, 1986.
- [35] W.M. Wang, K.T.V. Grattan, W.J.O. Boyle, A.W. Palmer, « Self-Mixing interference in a diode laser : experimental observations and theoretical analysis », Applied Optics, vol 32, pp 1551-1557, 1993.
- [36] N. Servagent, G. Mourat, F. Gouaux et T. Bosch, « Analysis of Some Intrinsic Limitations of a Laser Rangefinder using the Self-Mixing Interference », SPIE's 43rd Annual Meeting, 19-24 juillet 1998, San Diego, USA. Proceedings of SPIE 3479, pp. 76-83, 1998.
- [37] G. R. Gray, R. Roy, « Bistability and mode hopping in a semiconductor laser », J. Opt. Soc. Am., vol. 8, No.3, pp. 632-638, 1991.
- [38] T.A. Heumier, J.L. Carlsten, « Detecting Mode Hopping in Semiconductor Lasers by Monitoring Intensity Noise », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-29, pp 2756 - 2761, 1993.
- [39] M. Ohtsu, Y. Otsuka, Y. Teramachi, « Precise measurements and computer simulations of mode-hopping phenomena in semiconductor lasers », App. Phys. Lett., vol. 46, pp. 108 - 110, 1985.

- [40] W.E. Lamb, « Theory of an Optical Maser », Physical review, vol.134, pp. 1429-1450, 1964.
- [41] J.L. Teysier, H. Brunet, « Introduction à la physique des matériaux conducteurs et semi-conducteurs », DUNOD, Paris, 1992.
- [42] Feynman, Leighton, Sands, « Le cours de physique de Feynman - Mécanique Quantique », InterEditions, Paris, 1979, nouveau tirage 1992.
- [43] J. Hawkes, I. Latimer, « Lasers : Theory and Practice », Prentice Hall International (UK), 1995.
- [44] J.T. Verdeyen, « Laser Electronics », Third Edition, Prentice-Hall International Inc., 1995.
- [45] M. Asada, Y. Suematsu, « Density-Matrix Theory of Semiconductor Lasers with Relaxation Broadening Model - Gain and Gain-Suppression in Semiconductor Lasers », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-21, pp 434-442, 1985.
- [46] G.P. Agrawal, « Gain Nonlinearities in Semiconductor Lasers : Theory and Application to Distributed Feedback Lasers », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-23, pp 860 - 868, 1987.
- [47] M. Yamada, « Transverse and Longitudinal Mode Control in Semiconductor Injection Lasers », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-19, pp 1365 - 1380, 1983.
- [48] Yamada, « Analysis of gain suppression in undoped injection lasers », J. Applied Physics, 52, pp 2653 - 2664, 1981.
- [49] Yamada, « Theoretical analysis of nonlinear optical phenomena taking into account the beating vibration of the electron density in semiconductor lasers », J. Applied Physics, 66, pp 81 - 89, 1989.
- [50] N. Ogasawara, R. Ito, « Longitudinal Mode Competition and Asymmetric Gain Saturation in Semiconductor Injection Lasers. I. Experiment », Japanese Journal of Applied Physics, vol 27, No 4, pp 607 - 614, 1988.
- [51] N. Ogasawara, R. Ito, « Longitudinal Mode Competition and Asymmetric Gain Saturation in Semiconductor Injection Lasers. II. Theory », Japanese Journal of Applied Physics, vol 27, No 4, pp 615 - 626, 1988.
- [52] M. Yamada, Y. Suematsu « A Condition of Single Longitudinal Mode Operation in Injection Lasers with Index-Guiding Structure », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-15, pp 743 - 749, 1979.
- [53] M. Alalusi, R. B. Darling, « Effects of Nonlinear Gain on Mode-Hopping in Semiconductor Laser Diodes », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-31, pp 1181-1192, 1995.

- [54] A. P. Bogatov, P. G. Elisheev, B. N. Sverlov, « Anomalous interaction of spectral modes in a semiconductor laser », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-11, pp 510 - 515, 1975.
- [55] G. Mourat, N. Servagent, T. Bosch, « Influence of a Weak Optical Feedback on the Spectral Characteristics of a Semiconductor Laser for Sensing Applications », SPIE's LMMI, 13-16 juillet 1998, Québec, Canada. Proc. SPIE vol. 3415, pp. 109-121.
- [56] C. A. Berseth, « Le laser à semiconducteur à cavité externe courte », thèse n°1242, 1994.
- [57] M. Yamada, « Theory of Mode Competition Noise in Semiconductor Injection Lasers », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-22, pp 1052 - 1059, 1986.
- [58] H. Ishikawa, H. Imai, T. Tanahashi, M. Takusagawa, « Longitudinal mode behaviour of transverse-mode-stabilized InGaAsP/InP double-heterostructure laser », Appl. Phys. Lett., vol. 38, pp.962-964, 1981.
- [59] J. Manning, R. Olshansk, D. Fye, W. Powazinik, « Strong influence of nonlinear gain on spectral characteristics of InGaAsP Lasers », Electron. Lett., vol. 21, pp.496-497, 1985.
- [60] R. Wyatt, W.J. Devlin, « 10 kHz Linewidth 1.5 μm InGaAsP External Cavity Laser with 55nm Tuning range », Electron. Lett., vol.19, pp. 110-112, 1983.
- [61] H. Sun, S. Menhart, A. J. Adams, « Development of a tunable, grating external cavity, strong feedback semiconductor laser with real-time wavelength monitoring », Optical Engineering, vol.34, pp.2993-2997, 1995.
- [62] X. Zhou, J. Chen, Y. Lu, « Analytical characterization of grating-tuned external-cavity semiconductor lasers », Applied Optics, vol.36, pp. 4138-4141, 1997.
- [63] W. T. Tsang, N.A.n Olsson, R.A. Logan, « High-speed direct single-frequency modulation with large tuning rate and frequency excursion in cleaved-coupled-cavity semiconductor lasers », Appl. Phys. Lett., vol. 42, pp.650-652, 1983.
- [64] W. T. Tsang, N.A.n Olsson, R.A. Logan, R. A. Linke, « 1.5 μm wavelength GaInAsP C^3 Lasers : single-frequency operation and wideband frequency tuning », Electron. Lett., vol.19, pp.415-417, 1983.
- [65] T. Wolf, S. Illek, J. Rieger, B. Borchert, M. C. Amann, « Tunable twin-guide (TTG) distributed feedback (DFB) laser with over 10 nm continuous tuning range », Electron. Lett., vol.29, pp.2124-2125, 1993.
- [66] J. Jacquet, « Contribution à l'étude de lasers à semi-conducteurs multisections émettant à 1.5 μm accordables en longueur d'onde », thèse TELECOM Paris n°92^E027, 1992.
- [67] X. Pan, H. Olesen, B. Tromborg, « A theoretical Model of Multielectrode DBR Lasers », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-24, pp 2423-2432, 1988.
- [68] A. Zatni, J. Le Bihan, « Analysis of FM and AM Responses of a Tunable Three-Electrode DBR Laser Diode », IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-31, pp 1009-1014, 1995.

[69] S. Bozorgui, « Modélisation des lasers semiconducteurs à réflecteur de Bragg (DBR) : Analyse des effets thermiques et du réseau à pas variable », thèse, 1997.

[70] M. Teshima, « Dynamic Wavelength Tuning Characteristics of the 1.5- μm Three-Section DBR Lasers : Analysis and Experiment», IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-31, pp 1389-1400, 1995.

[71] N. P. Caponio, M. Goano, I. Maio, M. Meliga, G. P. Bava, G. Destefanis, I. Montrosset, « Analysis and Design Criteria of Three-Section DBR Tunable Lasers», IEEE J. Selected Areas in Communications, vol. 8, pp 1203-1213, 1990.

[72] G. Mourat, N. Servagent, T. Bosch, « Distance measurement using the self-mixing effect in a three electrodes DBR laser diode », EUROSENSORS XII, ed. by N. M. White, ISBN 0 7503 0595 9, IOP Publishing, pp. 283-286, Southampton, 13-16 septembre, 1998.

Résumé

Le phénomène de « self-mixing » (interférences à deux ondes dans le milieu actif d'une diode laser) est utilisé pour des applications métrologiques telles que la mesure de distance, de déplacement ou de vitesse. Dans ces dispositifs, une diode laser émet un faisceau en direction d'une cible. Une partie de l'onde lumineuse est réfléchiée en direction du laser et perturbe la puissance d'émission. L'information métrologique recherchée est alors déterminée en traitant ces variations de puissance. Les principales caractéristiques de ces capteurs sont leur simplicité de mise en oeuvre, leur auto-alignement et leur faible coût.

Dans la première partie (chapitres I à III), les limitations intrinsèques des interférences par self-mixing dues à la source laser sont étudiées. En particulier, nous déterminons la limite de portée de nos capteurs. En effet, la mesure de distance ou de déplacement par self-mixing est un système de détection cohérente. Comme pour les interférences classiques, les interférences par self-mixing possèdent donc une limitation fondamentale liée à la longueur de cohérence de la source utilisée en présence d'une cible.

La seconde partie (chapitres IV à VI) a pour objectif de déterminer les critères prépondérants au choix de la source laser à utiliser pour chaque application métrologique du self-mixing. Ainsi, dans le quatrième et le cinquième chapitre, le comportement et la stabilité du mode longitudinal lasant d'une diode laser Fabry-Perot sont étudiés précisément avec et sans cible. La théorie semi-classique utilisée pour y parvenir est plus complète que celle présentée au premier chapitre. Il ressort que parmi les diodes lasers Fabry-Perot existantes, les diodes lasers multi-puits quantiques émettant autour de 800 nm sont celles qui couvrent le mieux les besoins des applications du self-mixing.

Le chapitre VI présente différentes structures de cavité laser moins conventionnelles, susceptibles d'être intéressantes pour les applications du self-mixing. En particulier, l'utilisation d'une diode laser DBR à trois électrodes pour la télémétrie a permis d'obtenir une résolution de 0.5 mm de 20 à 60 cm.

Enfin, nous présentons un télémètre contrôlé en fréquence optique dont les premiers résultats (résolution de 50 μm à 10 cm) sont encourageants pour la suite de son développement.

Mots - clés :

Diode laser

Physique des lasers à semiconducteurs

Self-mixing

Comportement spectral

Télémétrie

Mesure de distance