



HAL
open science

Auto-organisation optique et dynamique dans des lasers à semiconducteurs en présence d'un absorbant saturable

Tiffany Elsass

► **To cite this version:**

Tiffany Elsass. Auto-organisation optique et dynamique dans des lasers à semiconducteurs en présence d'un absorbant saturable. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT : . tel-00432342

HAL Id: tel-00432342

<https://theses.hal.science/tel-00432342>

Submitted on 16 Nov 2009

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

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

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Discipline : PHYSIQUE

par

Tiffany ELSASS

Auto-organisation optique et dynamique dans des lasers à semiconducteurs en présence d'un absorbant saturable

Soutenue le 25 septembre 2009,

devant le jury composé de :

M. Thorsten ACKEMANN, Invité

M. Sylvain BARBAY, Responsable de thèse

M. Massimo BRAMBILLA, Rapporteur

M. Pierre CHAVEL, Examineur

Mme. Sara DUCCI, Rapporteur

M. Robert KUSZELEWICZ, Directeur de thèse

M. Jorge TREDICCE, Examineur

Thèse réalisée au Laboratoire de Photonique et Nanostructures

Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

Моему Шоц,
который всегда рядом,
когда я в нём нуждаюсь

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Robert et Sylvain, mes deux directeurs de thèse (même si le deuxième ne peut pas (encore) porter ce nom), de toute l'aide qu'ils m'ont apportée durant ces trois ans, de la persévérance devant mes questions sans fin, des petits jeux de mots de Robert et des explications théoriques peu compréhensibles de Sylvain ...

Merci aux membres de mon jury, Thorsten Ackemann Massimo Brambilla, Pierre Chavel, Sara Ducci, Jorge Tredicce d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Merci à Nadia, mon éternelle collègue de bureau, qui m'a abandonnée à deux reprises durant mon stage de Master et ma thèse pour s'occuper de Nathan et de Philémon. Combien de discussions, de délires, d'échanges de recettes, de livres et autres bons plans ont rythmé nos journées ! Et surtout combien de coups de gueule sur toutes les choses qui n'allaient pas et pour lesquelles elle a une oreille attentive ! (même trop attentive, Nadia, travaille !).

Merci à Minh Chau pour tous les trajets en bus, les pauses café de 8h30, les grognes du matin et du soir, le picnic au parc de Sceaux, les délires sur tout et rien qui font qu'on bosse avec le coeur plus léger après... Dommage que tu sois partie à la fin de ma deuxième année, j'aurais bien continué !

Merci aux PEQ-persons pour les déjeuners culturel, politique et économique, qui m'ont fait m'abonner à Courrier International afin de savoir de quoi on parlait à table ! Merci aux thésards PEQ qui ont fait leur thèse presque en même temps que moi : Rémy, Richard et Matthieu, pour les discussions sur l'avancement de la thèse et les petits soucis quotidiens des thésards ("j'avais tout aligné et le laser est tombé en panne !").

Merci à la direction du LPN de m'avoir accueilli au sein du laboratoire, merci à Olivier, Lorenzo et Eric pour le dépannage informatique, Dorothée pour tout ce qui est administratif et surtout pour le grand sourire qui précède le bonjour quand on passe près de ton bureau, Marina et Melissa pour tous les ordres de mission auxquels il manquait assez souvent quelque chose (!), Patrick Hisope pour le dépannage sur l'imprimante A0...

Merci à tous les membres du projet européen FunFACS pour toutes ses discussions constructives sur les solitons et pour les découvertes de nouvelles villes ensemble !

Merci à Anne Tropper de m'avoir accueillie au sein de son équipe durant une semaine et à Keith Wilcox, Zakaria Mihoubi, Stephen Elsemere et Adrian Quaterman pour m'avoir montrée tout ce qu'ils savaient sur le blocage de mode dans des VCSELs. Ca m'a permis de mettre une image sur ce que le "modelocking" veut dire et de passer une semaine très sympa à Southampton !

Merci à Antonello pour toutes ces discussions passionnantes en salle de TREX, ainsi qu'aux autres moniteurs : Mathias qui m'a guidée durant ma première année, Alexandre, avec qui on a partagé les Modex/Majeure/Master et Guillaume, le dernier arrivé.

Merci à Julien Bobroff et à toute l'équipe de Paris-Montagne de m'avoir fait découvrir à

quel point j'aime vulgariser la science... Vous m'avez fait me rendre compte que la médiation est une voie possible !

Merci beaucoup à tous les footeux et les gym-addicts de m'avoir sortie de mon labo et m'avoir fait prendre l'air de façon sportive tout en découvrant de nouvelles têtes, ça fait un bien fou !

Merci à tous les Wii-addicts aussi qui, durant 2 sessions de folie, se sont défoulés sur Wii Sport, Wii Fit etc...

Merci à mes parents de m'avoir poussée à faire des études que j'aime et qui me passionne, et de m'avoir soutenue durant toutes ces années.

Last but not least, je tiens à remercier tout particulièrement mon schotz, sans qui je n'aurais jamais réussi à finir ces 3 années de thèse, qui m'a soutenue, poussée vers l'avant et réconfortée comme seul lui sait le faire... En étant à mes côtés durant tous les moments où le moral est au plus bas et en partageant toutes les réussites, il fait partie intégrante de ce travail...

“Physics would be dull and life most unfulfilling
if all physical phenomenon around us were linear.

Fortunately, we are living in a nonlinear world.

While linearization beautifies physics,
nonlinearity provides excitement in physics.”

Y.R. Shen in “The Principles of Nonlinear Optics”

Table des matières

Liste des abréviations	11
Introduction	13
1 Laser à semiconducteurs	21
1.1 Qu'est-ce qu'un laser?	23
1.2 Comment ça marche?	24
1.3 Pourquoi des lasers à semiconducteurs? Propriétés recherchées	24
1.3.1 Bistabilité	25
1.3.2 Structuration transverse	26
1.3.3 Régimes dynamiques	27
1.3.4 De quoi sont fait les lasers à semiconducteurs?	32
Milieu amplificateur :	32
Résonateur :	34
1.4 VCSEL	39
1.4.1 Echantillons utilisés	40
1.4.2 Montage expérimental	42
1.4.3 Théorie des VCSEL avec absorbant saturable	44
1.5 VECSEL	48
1.5.1 Echantillons utilisés	49
1.5.2 Montage expérimental	51
1.5.3 Fondamentaux de la théorie des cavités étendues	52
1.5.4 Cavités utilisées	59
1.5.5 Optimisation des simulations	62
2 Laser à soliton de cavité continu	71
2.1 Structuration transverse	71
2.1.1 Vers la cavité auto-imageante	71
2.1.2 Structuration transverse	76
2.1.3 Agrégats de structures localisées	76
2.2 Bistabilité sans structuration spatiale	77
2.3 Structures localisées bistables	79
2.3.1 Point unique bistable	79
Ecriture-effacement incohérents par un train d'impulsions	79
Ecriture-effacement incohérents par une seule impulsion	81

Etudes sur les caractéristiques des commutations	82
2.3.2 Duo de points bistable : vers le laser à solitons de cavité?	87
3 Sur la piste du laser à soliton de cavité impulsionnel	91
3.1 Etude de l'influence de la taille de la pompe sur le régime impulsionnel	91
3.2 Etude de l'influence de la température du substrat sur le régime impulsionnel . .	94
3.3 Blocage de mode-commutation de pertes	96
3.4 Cycle limite	97
3.5 Structures localisées impulsionnelles	104
3.5.1 Structure localisée impulsionnelle	104
3.6 Mode bistable et impulsionnel	107
3.7 Structures localisées bistables et impulsionnelles...	109
3.7.1 Cluster bistable en régime impulsionnel	109
3.7.2 Ecriture effacement d'un ensemble de structures localisées bistables im- pulsionnelles	113
Conclusion	117
Annexes	120
Bibliographie	122
Table des figures	128
Liste des tableaux	131
Résumé	132
Abstract	133

Liste des abréviations

VECSEL : Vertical External Cavity Surface Emitting Laser, laser à cavité externe verticale et à émission par la surface

VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser, laser à cavité verticale et à émission par la surface

VCSEL-SA : Vertical Cavity Surface Emitting Laser with Saturable Absorber, VCSEL avec absorbant saturable

QW : Quantum Well, puits quantique

CS : Cavity Soliton, soliton de cavité

CSL : Cavity Soliton Laser, laser à soliton de cavité

SESAM : SEMiconductor Saturable Absorber Mirror, miroir à absorbant saturable semiconducteur

MOCVD : Metal-Organic Chemical Vapor Deposition, épitaxie en phase vapeur par décomposition d'organo-métalliques (EPVOM)

Introduction

En 1834, John Scott Russell décrit un phénomène nouveau qu'il qualifie d'onde de translation :

"I was observing the motion of a boat which was rapidly drawn along a narrow channel by a pair of horses, when the boat suddenly stopped - not so the mass of water in the channel which it had put in motion; it accumulated round the prow of the vessel in a state of violent agitation, then suddenly leaving it behind, rolled forward with great velocity, assuming the form of a large solitary elevation, a rounded, smooth and well-defined heap of water, which continued its course along the channel apparently without change of form or diminution of speed. I followed it on horseback, and overtook it still rolling on at a rate of some eight or nine miles an hour, preserving its original figure some thirty feet long and a foot to a foot and a half in height. Its height gradually diminished, and after a chase of one or two miles I lost it in the windings of the channel. Such, in the month of August 1834, was my first chance interview with that singular and beautiful phenomenon which I have called the Wave of Translation".¹[78]

Ces mascarets sont toujours observables dans certains canaux (en Gironde par exemple, Fig.1) : ils forment des vagues très prisées des surfeurs, qui se propagent sur une distance importante (tant que la largeur du canal reste constante) tout en conservant leur forme et leur vitesse.

Ce phénomène d'onde se propageant sans déformation se retrouve également dans l'observation de nuages appelés 'Morning Glory Cloud' (Fig.2), véritables rouleaux de nuages se propageant sur des distances très grandes tout en conservant leur forme. C'est un phénomène météorologique rare pouvant être observé entre septembre et octobre au nord de l'Australie dans

1. "J'observais le mouvement d'un bateau que deux chevaux tiraient rapidement dans un canal étroit, lorsque ce bateau vint à s'arrêter tout à coup : mais il n'en fut pas de même de la masse d'eau qu'il avait mise en mouvement dans le canal; elle s'accumula autour de la proue dans un état de violente agitation, puis, laissant tout à coup le bateau en arrière, se mit à cheminer en avant avec une grande vitesse sous la forme d'une seule grande ondulation, dont la surface était arrondie, lisse et parfaitement déterminée. Cette onde continua sa marche dans le canal sans que sa forme et sa vitesse parussent s'altérer en rien. Je la suivis à cheval et la retrouvai cheminant encore avec une vitesse de 8 à 9 milles à l'heure et conservant sa forme initiale (environ 30 pieds de longueur sur 1 pied à 1 1/2 pied de hauteur). La hauteur de l'onde diminuait graduellement, et après l'avoir suivie pendant un mille ou deux, je la perdîs dans les sinuosités du canal. Ainsi, en ce mois d'Août 1834, se produisit ma première rencontre fortuite avec ce phénomène singulier et magnifique que j'ai appelé Onde de Translation." [25]

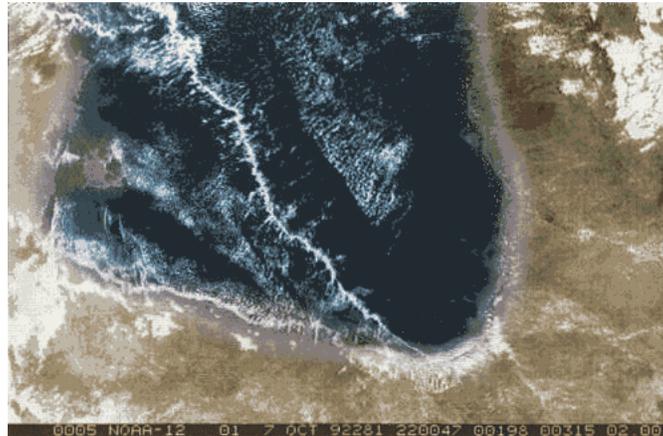


FIGURE 1: Mascaret en Gironde.

le Golfe de Carpentarie. Leur taille peut aller jusqu'à 1000 kilomètres de long, 1 à 2 kilomètres de haut et ils peuvent atteindre une vitesse de déplacement de 40 kilomètres par heure.



(a)



(b)

FIGURE 2: Morning Glory Cloud.

(a) Vue du sol, (b) Vue du ciel.

En physique, ce phénomène se retrouve entre autres en optique où l'on parle alors de solitons temporels, ondes qui se déplacent sur de longues distances sans se déformer ni perdre de leur énergie. Il existe en fait plusieurs familles de solitons, toutes caractérisées par l'équilibre entre dispersion (ou diffraction), qui tend à étendre le paquet d'onde localisé et un effet non-linéaire (différent selon les systèmes) qui tend à le focaliser. Ils apparaissent dans différents systèmes physiques : vagues peu ou très profondes, plasmas à ondes de densité de charges, ondes sonores dans de l' 3He liquide, ondes de matières dans des condensats de Bose-Einstein, et excitations dans des chaînes d'ADN, pour n'en citer que quelques-uns [81].

Les familles principales sont les solitons temporels, les solitons spatiaux et les solitons spatio-temporels :

- **Les solitons temporels** : Comme décrits précédemment, ils se propagent sans se déformer grâce à l'équilibre entre la dispersion et un phénomène compensateur. De nombreuses recherches sont effectuées dans ce domaine car la propagation des solitons dans des fibres optiques pourrait faire une vraie révolution dans le domaine des télécommunications (elle est d'ailleurs déjà en marche). On pourrait envoyer des données sur de très longues distances sans avoir besoin de répéteurs régénératifs tout au long du trajet pour pallier l'atténuation du signal. Il suffirait d'avoir un système de transmission tout-optique basé seulement sur des amplificateurs optiques.

- **Les solitons spatiaux** : Quand des faisceaux optiques très étroits se propagent sans affecter les propriétés d'un milieu, ils subissent de la diffraction naturelle, et s'élargissent avec la distance. Plus le faisceau est étroit, plus vite il va diverger (diffracter). Dans des matériaux non-linéaires, la présence de lumière de forte intensité modifie leurs propriétés (indice de réfraction, absorption, ou conversion vers d'autres fréquences). La modification de l'indice de réfraction suit le profil d'intensité du faisceau : elle sera plus importante au centre que sur les côtés, créant une lentille optique et focalisant (ou défocalisant) le faisceau. On appelle ce phénomène auto-focalisation (Fig.3). Si la divergence du faisceau et l'auto-focalisation se compensent exactement, le faisceau est piégé, conservant alors une largeur fixe et étroite et on obtient un soliton spatial optique propagatif.

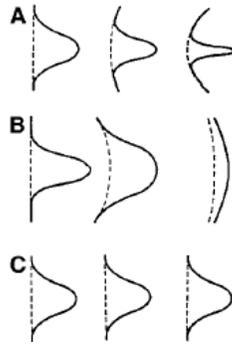


FIGURE 3: Auto-focalisation + Diffraction = Soliton !
 (A) Auto-focalisation, (B) Diffraction, (C) Soliton auto-piégé.

Les solitons spatiaux présentent une richesse de phénomènes que l'on ne peut pas trouver avec les solitons temporels dans les fibres, comprenant des effets tels que la fusion, la fission ou l'annihilation de deux solitons [85]. Ces entités qui s'auto-piègent ont un comportement de particule, lors des collisions ou déflexions par exemple - une simulation de collision se trouvant à la Figure 4 (a) - mais présentent également un comportement ondulatoire lorsque l'on prend en compte les ondulations présentes autour du pic principal que l'on peut observer à la Figure 4 (b) [81].

De nombreuses recherches ont été effectuées dans ce domaine, et une classification en fonction de la non-linéarité à l'oeuvre a été mise en place :

les solitons Kerr [26] : ils apparaissent dans des milieux à effet Kerr où l'indice de réfraction dépend de l'intensité lumineuse qui les traverse. L'origine de la non-linéarité peut être électronique, thermique, issue d'une génération de porteurs, ou autres. La compensation de la diffraction se fait par auto-focalisation du faisceau.

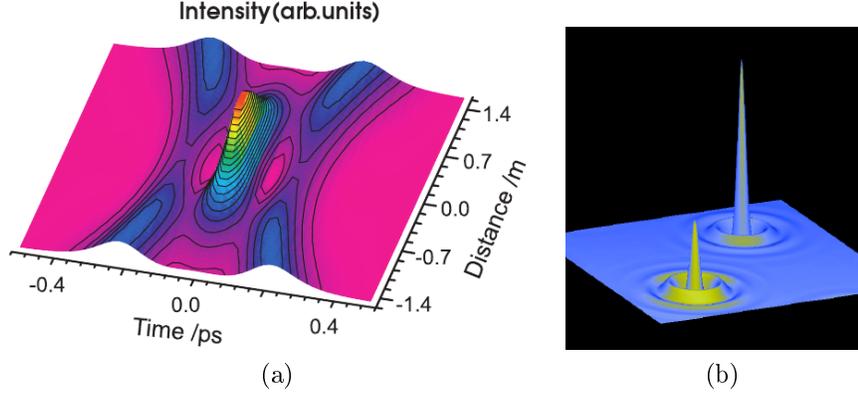


FIGURE 4: Preuves de la dualité de comportement des solitons.

(a) Collision de deux solitons Kerr dans le domaine temporel. L'énergie, la vitesse et la forme des solitons avant et après la collision sont identiques [56] (Abscisse : Temps (en ps), Ordonnée : Distance (en m) et Couleur : Intensité (en unités arbitraires)). (b) Simulations montrant des solitons de cavité Kerr auto-oscillants, avec présence d'anneaux dû à leur caractère ondulatoire [37].

les solitons photoréfractifs [23] : l'effet photoréfractif met en jeu un grand nombre de processus physiques différents à l'échelle microscopique, qui mènent à un changement d'indice dû à une combinaison d'absorption de lumière et de migration de charge [86]. En effet, un cristal photoréfractif contient des impuretés de type donneur et accepteur. Lorsqu'un faisceau de lumière de longueur d'onde quelconque passe à travers le cristal, celui-ci n'est pas affecté. Mais quand la longueur d'onde se trouve dans la gamme d'interaction du cristal (dans le visible souvent), les donneurs peuvent être ionisés au passage du faisceau et envoyer leurs électrons dans la bande de conduction du cristal (processus d'absorption). Ils sont alors libres de se déplacer sous l'effet de la diffusion et d'un champ électro-statique, jusqu'à ce qu'ils se recombinent avec un donneur (ionisé par la lumière ou par la présence d'un accepteur). La différence de mobilité entre donneurs (fixes) et accepteurs (mobiles) crée une séparation de charges et par conséquent un champ électrique. Grâce à l'effet électro-optique, ce champ va modifier l'indice de réfraction du cristal, et donc la propagation du faisceau qui lui a donné naissance, entraînant un effet de contre-réaction. Contrairement aux matériaux à effet Kerr, la non-linéarité qui crée une dépendance $\delta n(I)$ est non-localisée à la fois dans le temps et dans l'espace. De plus, elle n'est pas instantanée et nécessite une durée de l'ordre de quelques secondes pour que le champ de charge d'espace atteigne son état stationnaire. Néanmoins, elle nécessite une puissance assez faible pour fonctionner, ce qui la distingue des milieux non-linéaires conventionnels (semiconducteur massif par exemple).

les solitons quadratiques [89] : ils apparaissent dans des milieux à non-linéarité $\chi^{(2)}$ et se forment par un piégeage dû à l'échange d'énergie entre le fondamental et le second harmonique [86] et par un verrouillage d'ondes de plusieurs fréquences. De ce fait, les solitons quadratiques sont "multicolores". Ils se forment sous certaines conditions : il faut que les longueurs de diffraction et de diffusion, qui mesurent l'étalement du faisceau et des impulsions, et la longueur de l'interaction non-linéaire, qui mesure la force du processus de conversion de fréquence, soient comparables. Idéalement, lorsqu'un soliton a été généré, l'échange d'énergie

entre les ondes qui interagissent paramétriquement dans le cristal s'arrête et les enveloppes de toutes les ondes deviennent verrouillées en phase quel que soit le désaccord de vecteur d'onde du matériau. Les propriétés les plus intéressantes des solitons quadratiques apparaissent lorsque l'on se trouve près de l'accord de phase.

les solitons en régime d'absorption non-linéaire : des simulations numériques ont montré qu'il était possible d'obtenir des structures localisées dans des systèmes purement absorbants, comme le démontrent les auteurs de [91, 35, 36], mais ces solitons n'ont pour le moment pas pu être observés expérimentalement dans de tels systèmes.

Une fois la classification des non-linéarités effectuée, on peut encore distinguer plusieurs types de solitons : propagatifs, avec contre-réaction unique, ou de cavité. Ce dernier type de soliton spatial présente de nombreuses propriétés utiles au traitement de l'information, et constitue l'objectif (ou le Graal!) de ma thèse, c'est pourquoi il va être détaillé dans la suite du texte :

les solitons de cavité : ce soliton est issu d'une modification locale du système impliquant une interaction lumière-matière, se traduisant par une surintensité lumineuse localisée dans le plan transverse d'un résonateur optique associée à une modification corrélée de la distribution de porteurs. Bien qu'il soit confiné dans une cavité dissipative (les miroirs induisent des pertes), la présence de gain et éventuellement d'un champ externe (le faisceau de pompe) lui permet de garder toutes ses propriétés au cours du temps : intensité, phase, forme.

Les solitons de cavité apparaissent aux côtés des motifs optiques transverses. Ces structures créées par la non-linéarité du milieu dans lequel elles sont, ont été observées dans de nombreux systèmes : vapeurs de sodium [2, 41, 47, 3], laser à CO_2 [24], système laser à absorbant saturable (bactériorhodopsine) [84], systèmes optiques où le milieu non-linéaire est constitué d'une valve à cristaux liquides [16, 45, 66, 67, 15], ainsi que des résonateurs avec un milieu dont la non-linéarité est produite par un cristal photoréfractif [48, 49, 50, 62, 52, 28].

Les solitons de cavité ont de nombreuses propriétés très intéressantes du point de vue du traitement de l'information, que n'ont pas les autres motifs transverses et qui sont détaillées ici :

- Tout d'abord, les solitons de cavité ont une taille fixée : elle ne varie pas au cours du temps et reste la même quelque soit l'endroit où il apparaît (pour un système donné).

- L'intérêt de telles structures réside aussi dans le fait que l'on peut les écrire et les effacer à l'aide d'un faisceau laser localisé, appelé faisceau d'écriture. On passe alors de l'état éteint à l'état allumé du soliton et réciproquement.

- Une autre propriété des solitons est qu'ils se déplacent le long des gradients transverses présents dans la cavité. Il peut s'agir de gradients de phase, d'intensité, naturels ou non. En effet, dans les lasers à semiconducteurs, lors de la croissance des milieux à gain, il peut arriver que les couches ne soient pas toujours homogènes, créant ainsi un gradient dû au désaccord entre la fréquence de résonance de la cavité et le champ dans l'échantillon. On peut également créer un gradient de phase grâce à des valves à cristaux liquides qui vont projeter une distribution de phase contrôlée sur le système. Les solitons vont donc se déplacer vers les maxima de la phase. Si on arrive à "agencer" la phase comme on le souhaite, on peut obtenir des solitons qui se déplacent aux endroits voulus (Fig.5) : on obtient alors un mode de contrôle de la position

des solitons. Cette propriété est très intéressante du point de vue du traitement tout optique de l'information : ligne à retard, parallélisme massif...

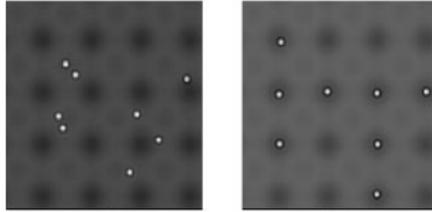


FIGURE 5: Agencement des solitons.

- Lorsque deux solitons sont écrits côte à côte, ils sont indépendants si la distance entre eux est supérieure à une distance caractéristique déterminée par la taille des solitons. De façon pratique, dans les semiconducteurs, ils doivent être séparés de plusieurs largeurs à mi-hauteur d'un soliton pour ne pas se perturber l'un l'autre. Autrement, les deux solitons se rapprochent l'un de l'autre jusqu'à n'être plus qu'un, ou forment des amas de structures localisées non-indépendantes que l'on appelle "clusters". Cette condition limite la capacité de stockage maximum permise si l'on envisage de réaliser des mémoires optiques. Dans des systèmes à semiconducteurs réalisés à Paris ou à Nice, un soliton a une largeur de l'ordre de $10\mu\text{m}$, ce qui signifie qu'une mémoire grand public standard pourrait contenir jusqu'à plusieurs centaines de mégaoctets de données. Ce chiffre peut sembler dérisoire comparé aux mémoires électroniques, mais l'avantage considérable des mémoires optiques à base de solitons de cavité est qu'elles sont reconfigurables, contrairement aux mémoires électroniques ou aux mémoires optiques à base de réseaux de systèmes bistables.

- **Les solitons spatio-temporels :** Le dernier type de soliton est localisé à la fois dans l'espace et dans le temps. On le nomme "balle de lumière" de par sa localisation dans les deux dimensions d'espace et dans la dimension de temps. Cela peut être réalisé dans des conditions particulières où la nonlinéarité peut à la fois compenser les effets de la diffraction et de la dispersion de la vitesse de groupe. Dans ce cas, l'auto-focalisation compense la diffraction, tandis que la modulation de phase équilibre la dispersion de la vitesse de groupe. L'intérêt de telles structures réside dans leurs échelles de temps ultra-rapides (impulsions courtes) et dans leurs dimensions très petites [92]. Ils sont en passe d'être observés de façon expérimentale dans des milieux non-linéaires quadratiques et cubiques. Ces "balles de lumière" peuvent être utilisées comme un 'bit' élémentaire qui ne s'étend pas en présence de diffraction ou de dispersion.

Le projet européen FunFACS (Fundamentals, Functionalities and Applications of Cavity Solitons) s'est déroulé de Mars 2005 à Septembre 2008, et avait pour but de créer le premier laser à soliton de cavité. Ce laser peut fonctionner de façon continue ou pulsée et permet d'écrire des solitons de cavité dans une microcavité ou une cavité étendue et de les émettre tel un laser ultra fin et puissant. Leur contrôle et leurs propriétés nous permettront de faire des télécommunications optiques ainsi que du stockage optique qui rendront les fonctionnalités de traitement tout optique plus performantes.

Sept laboratoires différents ont pris part à ce projet : en Italie, l'Università dell'Insubria à Como et l'Ecole Polytechnique de Bari (théorie) ; au Royaume-Uni, l'Université de Strathclyde,

en Ecosse (théorie et expérimentation); en Allemagne, ULM Photonics GmbH (fabrication); et en France l’Institut Non Linéaire de Nice (expérimentation), le Laboratoire d’Analyse et d’Architecture des Systèmes de Toulouse (fabrication) et enfin le Laboratoire de Photonique et Nanostructures (fabrication et expérimentation).

Les recherches effectuées au sein du projet FunFACS (et du projet PIANOS le précédant) ont permis d’étendre les types de systèmes où apparaissent les solitons de cavité à des systèmes très différents des cristaux photoréfractifs et des valves à cristaux liquides où ils ont été observés en premier lieu. En effet, elles ont abouti à la fabrication et à la caractérisation de structures permettant l’apparition de solitons de cavité dans des systèmes à semiconducteurs. Les systèmes étudiés dans les deux projets ont d’abord été utilisés en régime d’amplification [19] (sous le seuil laser pour éviter des instabilités spatio-temporelles), et comprennent un faisceau de pompe, un faisceau de maintien pour obtenir de la bistabilité, et un faisceau d’écriture. Ecriture et effacement cohérents [12, 44] (faisceau d’écriture et de maintien en phase) et incohérents [9, 64] (pas de rapport de phase entre les deux) ont été réalisés, ainsi que certaines applications relatives au traitement de l’information telles la manipulation des structures localisées par un gradient de phase [70, 21] et la mise en place de lignes à retard [69], ou d’autres plus inattendues mais qui disposent d’un fort potentiel : ainsi, la cartographie des défauts d’un échantillon grâce aux solitons de cavité [71] s’est avérée très prometteuse. Enfin, un laser à soliton de cavité a été réalisé dans deux systèmes à rétroaction : le premier comprend un laser à cavité verticale et à émission par la surface (VCSEL) émettant un faisceau laser qui lui est retourné après sélection spectrale grâce à un réseau [88, 87], tandis que le second met face à face deux VCSEL, l’un servant de milieu à gain, et l’autre de milieu à absorption saturable [38].

L’approche que j’ai suivie lors de ces travaux de thèse est un peu différente, le but étant identique à celui des différents groupes cités plus haut : l’étude et la compréhension des structures localisées auto-organisées dans des systèmes à semiconducteurs. Nous nous sommes orientés vers des systèmes laser (au-dessus du seuil) qui ne nécessitent donc pas de faisceau de maintien. L’attrait principal est bien évidemment l’économie d’un faisceau laser, ce qui rend le système plus compact et plus pratique à utiliser. Mais il permet également d’envisager la fabrication de lasers à solitons de cavité en régime continu ou pulsé. Deux systèmes ont été étudiés : les microcavités ou Vertical Cavity Surface Emitting Laser with Saturable Absorber (VCSEL-SA), qui présentent beaucoup d’avantages (compacité, seuil bas, monomode, facilité d’utilisation) et les cavités étendues ou Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL), qui permettent d’explorer une gamme plus vaste de configurations mais qui sont plus difficiles à aligner que les microcavités.

Mon manuscrit s’organise comme suit : une première partie (Chap.1) qui rappellera ce qu’est un laser à semiconducteur, quels sont ses constituants et ses propriétés , une seconde (Chap.2) et une troisième (Chap.3) qui présenteront les travaux réalisés dans le domaine des lasers à solitons de cavité dans les régimes continu et impulsionnel respectivement, et enfin une conclusion qui mettra l’accent sur les avancées réalisées lors de ces trois années de thèse ainsi que les perspectives de ce travail.

Mon intérêt pour la “vulgarisation” ou médiation scientifique étant très important, le lecteur trouvera, encadrées au cours du texte, des explications de notions de base qui serviront aux néophytes et néanmoins courageux lecteurs non-spécialistes. Pour les autres, vous pouvez passer votre chemin et continuer votre lecture...

Chapitre 1

Laser à semiconducteurs

Les lasers à semiconducteur sont incontournables dans la société actuelle. On les rencontre lors de toutes nos activités quotidiennes : ils nous servent à faire nos courses, à écouter de la musique ou regarder des films, à naviguer sur Internet, à imprimer, nous aident à faire des présentations orales... Leur domaine d'applications grandit de jour en jour ! Chaque avancée technologique change notre vie de tous les jours : ainsi, la découverte des diodes émettant dans le bleu en nitrure de gallium (GaN) a permis le développement des lecteurs Blu-Ray et la quantité de stockage et la qualité de visionnage s'en sont trouvées grandement augmentées.

Ce chapitre est dédié aux lasers à semiconducteurs, avec une explication assez complète des lasers et de ce qui les constitue. Ensuite, les objectifs qui ont été poursuivis durant ma thèse sont énoncés et détaillés. Enfin, une dernière partie décrit les deux systèmes qui ont été étudiés, à la fois de façon expérimentale et théorique : les VCSEL, acronyme de Vertical Cavity Surface Emitting Laser ou laser à cavité verticale et à émission par la surface, et les VECSEL, acronyme de Vertical External Cavity Surface Emitting Laser ou laser à cavité externe verticale et à émission par la surface. Les paragraphes 1.4 et 1.5 décrivent chacun l'intérêt de l'étude de telles structures, les différents échantillons épitaxiés et leur composition, ainsi que les montages expérimentaux sur lesquels ils ont été étudiés. Figurent également les équations nécessaires à la bonne description des études réalisées.

Qu'est-ce qu'un semiconducteur ? Lorsque l'on parle en terme de conductivité, soit de la facilité de déplacement des particules chargées dans un matériau, on peut classer la matière solide en trois grandes familles (à température ambiante) : les conducteurs, les semiconducteurs et les isolants. Ils se différencient par les positions de leurs bandes d'énergie (cf Diagramme), c'est-à-dire de l'énergie nécessaire pour exciter leurs électrons. La bande de valence, de plus faible énergie, possède toujours des électrons, tandis que la distance en énergie de la bande de conduction détermine la conductivité du matériau, et donc la probabilité de trouver des électrons dans la bande de plus haute énergie.

Commençons par les plus faciles à comprendre : les conducteurs. Les électrons peuvent se déplacer librement au sein de ces matériaux, car les deux bandes (de conduction et de valence) s'interpénètrent. Il n'y a donc pas d'énergie de bande interdite, c'est-à-dire pas de barrière à franchir. L'autre extrême est la famille des isolants qui, eux, ne laissent pas du tout passer les électrons. La bande interdite supérieure à $9eV$ (eV =électron Volt, mesure d'énergie) bloque le déplacement des électrons et les maintient dans la bande de valence. Ainsi la bande de valence est pleine d'électrons et la bande de conduction est totalement vide. Vient enfin la famille qui m'intéresse tout particulièrement et dont je vais parler dans tout le reste de mon manuscrit : les semiconducteurs. Il s'agit de matériaux ayant une bande interdite plus petite que celle des isolants ($\sim 1eV$), et qui, grâce à l'agitation thermique ($T \sim 25^\circ C$) ont une bande de conduction peuplée de quelques électrons et donc une bande de valence peuplée de quelques trous (faiblement dépeuplée). Leurs propriétés optiques sont très sensibles à la température.

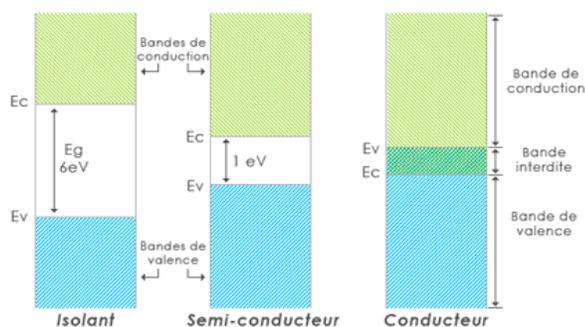


Diagramme isolant-semiconducteur-conducteur

E_C : énergie de conduction, E_V : énergie de valence, E_g : énergie de bande interdite

On retrouve les semiconducteurs dans différentes colonnes du tableau périodique des éléments : III (bore B), IV (silicium Si, germanium Ge), V (arsenic As, antimoine Sb), VI (tellure Te, polonium Po), VII (astate At, ununseptium Uus).

	I											III	IV	V	VI	VII	VIII																					
1	1	H	II																	5	6	7	8	9	10													
2	3	Li	4	Be																	13	14	15	16	17	18												
3	11	Na	12	Mg																	31	32	33	34	35	36												
4	19	K	20	Ca	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54										
5	37	Pb	38	Sr	39	Y	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
6	55	Cs	56	Ba	*	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103	
7	87	Fr	88	Ra	**	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133			

© OPUS

Légende:
 ■ métaux
 ■ métalloïdes
 ■ non-métaux

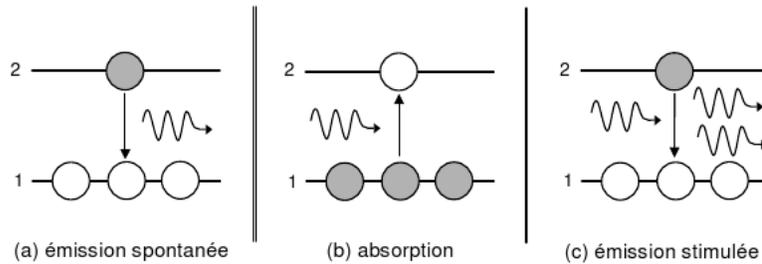
Tableau périodique des éléments

Je vais m'intéresser plus particulièrement aux colonnes III et V qui contiennent les éléments aluminium, gallium, arsenic, indium, qui seront les ingrédients de mes échantillons.

1.1 Qu'est-ce qu'un laser ?

"Le laser, une solution en quête de problèmes"

Le terme L.A.S.E.R. est un acronyme pour 'Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation' (Gould et Gordon, 1957). L'histoire du laser commence avec un des trois articles que publia Albert Einstein en 1905, celui qui propose une explication de l'effet photoélectrique et introduit la quantification de la lumière en photons. Ces particules (quanta) d'énergie l'aiderent à ériger sa théorie de 1917 où il explique les phénomènes d'émission spontanée, d'émission stimulée et d'absorption (représentés dans la Figure ci-dessous).



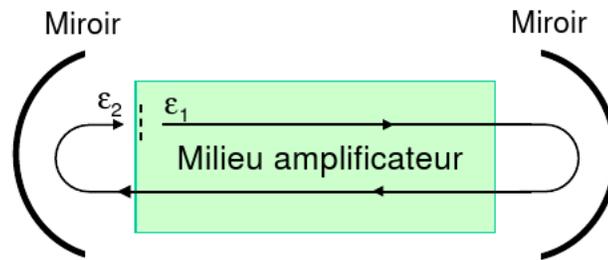
Excitation-déexcitation d'un électron

L'absorption d'un photon entraîne l'excitation d'un matériau : un électron saute de l'état fondamental vers un état excité. Il en redescend en émettant un photon de façon spontanée (on parle alors d'émission spontanée) ou en réaction au passage d'un photon. On parle dans ce cas d'émission stimulée car le photon incident influence les caractéristiques du photon émis : ils auront en effet même fréquence, même direction de propagation et même état de polarisation. On aura alors amplification de lumière avec l'ajout à chaque cycle d'excitation-déexcitation de photons identiques. La première démonstration expérimentale fut faite en 1954 par Basov et Prokhorov avec leur M.A.S.E.R. ('Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation'), à ceci près qu'ils utilisaient une radiation dans le domaine des micro-ondes et non dans le domaine optique. Le premier LASER a été fabriqué par Maiman en 1960 avec un système de rubis pompé par des lampes flash (inspiré par Kastler et son pompage optique, 1950). Furent élaborés ensuite le premier laser à gaz (Javan des Bell Labs en 1961) et l'ancêtre du laser à semiconducteurs, mis au point par quatre équipes indépendamment (Hall, Holonyak et Bavacqua, Nathan, et Quist, en 1962). Puis vint le temps des récompenses avec l'attribution de deux prix Nobel : à Townes, Prokhorov et Basov pour leurs travaux sur le laser (1964) et à Kastler pour ses travaux sur le pompage optique (1966).

L'effet laser peut être obtenu dans des semiconducteurs et le mécanisme est très similaire à celui exposé plus haut : lors du passage d'un photon, un électron saute vers la bande de conduction laissant un trou dans la bande de valence. La durée de vie des porteurs (électron et trou) est le temps caractéristique durant lequel les porteurs restent dans un état excité. Ils peuvent en descendre (se déexciter) par deux types de processus : non-radiatif (sans émission de photon) ou radiatif (quand électron et trou "fusionnent" avec émission d'un photon) qui regroupe émissions spontanée et stimulée.

1.2 Comment ça marche ?

Comme expliqué précédemment, lorsqu'un électron se désexcite de la bande de conduction vers la bande de valence, il émet un photon. Imaginons maintenant que l'on arrive à faire passer un pourcentage substantiel (au moins plus de la moitié) d'atomes d'un solide dans leur état excité : on appelle ce phénomène inversion de population. Un photon incident de fréquence adéquate pourrait déclencher une avalanche de photons stimulés... tous en phase ! Cela entraînerait la création d'une onde de plus en plus intense, tant qu'un autre phénomène n'entre pas en compétition avec elle (comme la diffraction) et tant qu'on arrive à maintenir l'inversion de population. Celle-ci est maintenue grâce à un dispositif de pompage optique, électrique ou chimique, qui alimente en continu le milieu amplificateur. Ce dernier est enfermé dans une cavité constituée d'au moins deux miroirs, qui vont réfléchir la lumière et la renvoyer vers le milieu amplificateur où le cycle excitation-désexcitation peut recommencer (boucle de réaction). L'un des deux miroirs n'est pas parfaitement réfléchissant, il s'agit du miroir de sortie de la cavité. Il va permettre l'extraction de lumière laser hors de la cavité, avec les propriétés suivantes : faisceau très peu divergent (conserve la même direction lors de sa propagation), cohérent (grande pureté spectrale) et émission monochromatique, qui dépend du milieu amplificateur utilisé.



Cavité laser

1.3 Pourquoi des lasers à semiconducteurs ? Propriétés recherchées

Nous cherchons à observer des solitons de cavité en régime laser continu ou impulsionnel.

Notre étude est basée sur les lasers à semiconducteurs III-V pour plusieurs raisons : tout d'abord, ce sont des matériaux à bande interdite directe, contrairement au silicium, ce qui leur permet une émission de lumière plus efficace. Leurs propriétés optiques non-linéaires se développent sur des échelles de temps de l'ordre de la nanoseconde et les structures formées ont des dimensions caractéristiques de l'ordre de la dizaine de microns, ce qui permet d'envisager le traitement de l'information avec de hauts débits et de fortes densités d'intégration. Les systèmes à vapeurs de sodium ou les valves à cristaux liquides sont plus lents et présentent des solitons de cavité de plusieurs centaines de microns de diamètre. De plus, les lasers à semiconducteurs sont compacts, très fiables et d'un faible coût de production. Enfin, leur non-linéarité permet d'obtenir les propriétés que l'on recherche, à savoir bistabilité, structuration transverse et éventuellement régime impulsionnel, qui vont être détaillés dans ce paragraphe. En effet, s'il est difficile de savoir à l'avance si un système non-linéaire peut permettre l'existence de solitons de

cavités, et quelles sont les régions de paramètres associées, l'on sait qu'un système bistable en présence d'une instabilité de modulation a de grandes chances de pouvoir héberger des solitons de cavités stables.

1.3.1 Bistabilité

Un système est dit bistable s'il possède deux états stables distincts pour les mêmes paramètres extérieurs. En optique, on aura par exemple un état où le laser est allumé et un état où le laser est éteint pour les mêmes paramètres de température et de puissance de pompe. En général, ces deux états forment un cycle d'hystérésis : le tracé des valeurs de l'intensité de sortie en augmentant la puissance de pompe est différent de celui en la diminuant (Fig.1.1). En se plaçant dans la zone où les deux états coexistent, il suffit d'une faible perturbation pour passer d'un état à l'autre. Entre ces deux branches stables (états éteint et allumé), apparaît une branche instable, représentée en pointillés sur la Figure 1.1.

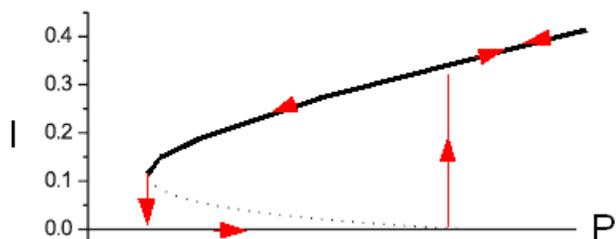


FIGURE 1.1: Courbe de bistabilité dans un système laser.

Intensité de sortie en fonction de la puissance de pompe.

Les pointillés représentent la branche instable tandis que le trait plein forme la branche stable.

Dans les systèmes étudiés dans ce manuscrit, la bistabilité est créée grâce à un absorbant saturable.

Qu'est-ce qu'un absorbant saturable ?

Matériau dont l'absorption décroît avec l'augmentation de l'intensité lumineuse. Ainsi, l'absorbant saturable va absorber sélectivement la lumière de faible intensité et transmettre la lumière d'intensité suffisante. Un absorbant saturable peut être un colorant liquide organique, un cristal dopé ou un semiconducteur, comme dans notre cas. Ces derniers peuvent avoir des temps de réponse très rapides (de l'ordre de 100fs, soit 0.0000000000001 seconde!). Si l'on dépose un absorbant saturable sur un miroir, on obtient un SESAM (SEMIConducteur Saturable Absorber Mirror) : pour de faibles intensités intracavité, le SESAM absorbe quasiment toute l'intensité et uniquement une faible portion de celle-ci est réfléchi par le miroir et parvient à circuler dans la cavité, tandis que pour des fortes intensités intracavité, le SESAM sature et devient transparent, c'est comme si l'on avait le miroir tout seul.

En effet, l'insertion de ce composant non-linéaire dans la cavité laser va entraîner un effet sur le seuil du laser dû à une compétition entre le gain et l'absorbant saturable : pour de faibles intensités intracavité voire pour une intensité nulle, l'absorption présente dans la cavité correspond à l'absorption linéaire et est maximale. Lorsque l'on dépasse un certain seuil de pompage, le gain peut compenser les pertes (les pertes saturables et les pertes non saturables)

et le laser démarre. Mais à ce stade, l'intensité intracavité est non-nulle et donc l'absorption au niveau de l'absorbant saturable est moindre que celle juste avant le seuil (où l'intensité intracavité est nulle), ce qui explique que le laser démarre sur un niveau d'intensité correspondant à un état allumé (supérieur à celui sans absorption). Lorsque l'on diminue la puissance de pompe sur le milieu à gain, cela diminue l'intensité du faisceau intracavité. Les pertes sur l'absorbant saturable sont saturées, par conséquent, cela entraîne un retard à l'extinction du laser car le seuil laser (gain=perles) intervient à un niveau de pompe plus faible. Ce phénomène est visible si l'on trace une courbe "Champ sortant" (Signal) en fonction du "Champ entrant" (Pompe), car il apparaît sous la forme d'une courbe en "C" typique de la bistabilité dans des systèmes laser (Fig.1.1). Ainsi, pour une valeur de pompe déterminée, on peut avoir deux états stables possibles du signal, c'est la raison pour laquelle on parle de bistabilité.

1.3.2 Structuration transverse

Sous l'effet des non-linéarités et des mécanismes transverses diffractifs, et pour certaines valeurs de paramètres qui gouvernent la nonlinéarité en jeu, la branche supérieure stable de la courbe de bistabilité peut devenir instable de modulation : on parle d'instabilité de Turing (Fig.1.2). La réponse homogène du champ devient instable et de nouvelles branches de solutions modulées spatialement apparaissent.

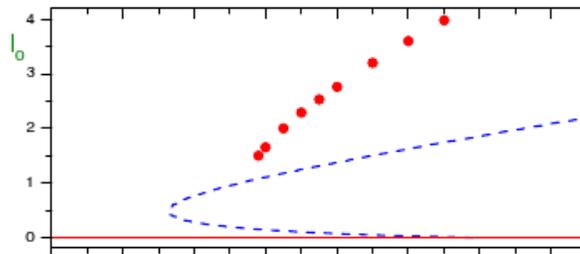


FIGURE 1.2: Instabilité de modulation dans un VCSEL à large surface avec absorbant saturable [72].

Les tirets représentent les branches instable et instable de modulation, et les points rouges les intensités maximales simulées des motifs spatiaux (ici des solitons de cavité).

Cela se traduit par une structuration transverse du champ en motifs spatiaux qui forment de nouvelles catégories d'états possibles. Ces nouveaux états se caractérisent par la forme des motifs et leur périodicité spatiale. Le système s'auto-organise en motifs hexagonaux, en nids d'abeilles ou en rouleaux, appelés aussi franges (Fig.1.3). Il existe un type d'états localisés qui ne présente pas de structuration dans tout le plan transverse mais uniquement en certains endroits du plan : il s'agit des solitons de cavité. Ces structures n'apparaissent que dans la partie bistable de la branche instable de modulation.

Ce phénomène de formation de motifs stationnaires est observable dans la nature : le zèbre, la girafe et la panthère lui doivent le caractère respectivement rayé, en hexagone et en point de leur pelage. Il est également rencontré en chimie (réaction de Belousov-Zhabotinsky ou réaction-diffusion), en mécanique des fluides (rouleaux de Rayleigh-Bénard) et en biologie (développement embryonnaire).

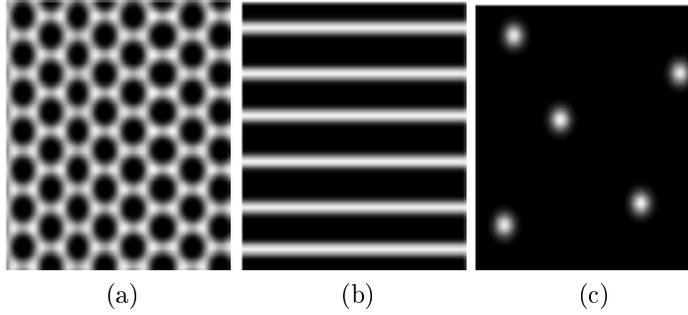


FIGURE 1.3: Différents motifs transverses.

(a) Nids d’abeille, (b) Franges, (c) Solitons de cavité. Images issues de simulation sur des microcavités en régime d’amplification.

Une des conditions nécessaires à l’obtention de structures localisées dans une cavité est la présence d’un nombre élevé de modes transverses, ce qui permet la décorrélation spatiale des différents points dans le plan transverse du système. On peut comparer ce phénomène spatial au phénomène temporel de la fabrication des impulsions : pour “fabriquer” des impulsions très courtes sur une fréquence, on doit avoir un laser très large spectralement. On va donc chercher à ce que le champ émis par la cavité soit formé d’un grand nombre de modes transverses (pour l’encadré associé aux modes voir le paragraphe 1.3.4).

1.3.3 Régimes dynamiques

Afin de réaliser des balles de lumière en cavité, il nous faut également rendre impulsionnels des solitons de cavité.

Les régimes dynamiques d’un laser en présence d’un absorbant saturable peuvent être décrits par des portraits de phase, qui représentent la dérivée de l’intensité du signal en fonction du signal lui-même.

Pour bien les comprendre, quelques notions sont nécessaires :

- la ligne inférieure correspond à l’état éteint.
- chaque point représente un point fixe, dont la stabilité dépend du sens de la flèche qui est près de lui : si la flèche se dirige vers le point, celui-ci est stable, si elle s’en éloigne, il est instable.

Prenons les différents diagrammes du cycle limite présentés à la Figure 1.4 et extraits de [31] pour illustrer ces notions.

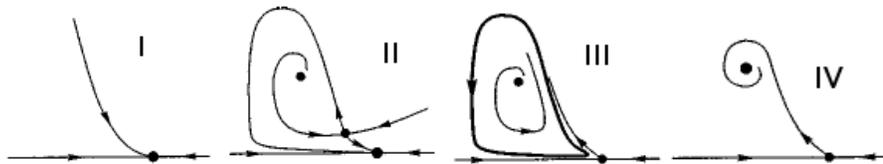


FIGURE 1.4: Diagrammes montrant les différentes trajectoires de part et d’autre du cycle limite (III), issus de [31].

Voir texte pour une description des diagrammes.

Le diagramme I représente donc l'état éteint stable du laser, et quelle que soit la perturbation apportée au système, celui-ci reste éteint (toutes les flèches se dirigent vers le point).

Le diagramme II possède deux points fixes : l'un représentant l'état éteint stable et l'autre représentant l'état allumé instable. Le point où viennent se croiser deux lignes est appelé point-selle : comme une selle de cheval (voir la Figure 1.5), il possède deux courbures différentes selon la projection sous laquelle on l'observe (on appelle cela des variétés, stables si le point constitue un minimum, instables s'il constitue un maximum). Ainsi, le point-selle est stable selon une projection et instable selon l'autre.

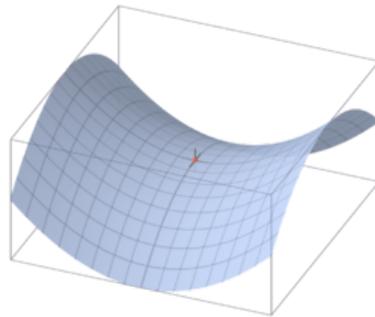


FIGURE 1.5: Point-selle.

Si l'on part du point stable et que l'on effectue une perturbation au-delà du point selle, le système effectue une grande excursion dans l'espace des phases et revient au point stable d'origine. Cela caractérise un système excitable qui répond d'une manière similaire (une impulsion de taille et de durée identiques), quelque soit l'excitation apportée au système, tant que celle-ci dépasse un certain seuil. L'excursion se termine au niveau de l'état éteint stable et le système est prêt à être excité à nouveau.

Le diagramme III diffère peu du diagramme II : la différence réside dans l'absence de seuil, ce qui implique que la solution laser éteint n'est plus stable. Quelle que soit la perturbation, le système entre dans le cycle tracé en gras, appelé cycle limite, et oscille.

Si l'on continue à augmenter la puissance de pompe, on entre dans le diagramme IV, qui correspond à un état allumé stable et continu.

D'autres diagrammes plus complexes (comme ceux issus de [30] dans la Figure 1.6) décrivent des comportements bistables, comme le diagramme n°4 entre deux états stables, ou le diagramme n°6 entre un état éteint stable et un régime impulsionnel.

Des courbes telles que celles représentées dans la partie gauche de la Figure 1.6 permettent de représenter la dynamique du système lorsque l'on varie les paramètres contrôlables du système. Ici, les paramètres variés sont la puissance de pompe en abscisse et le rapport des temps de vie des photons et des porteurs en ordonnée. Par conséquent, pour un rapport de temps de vie

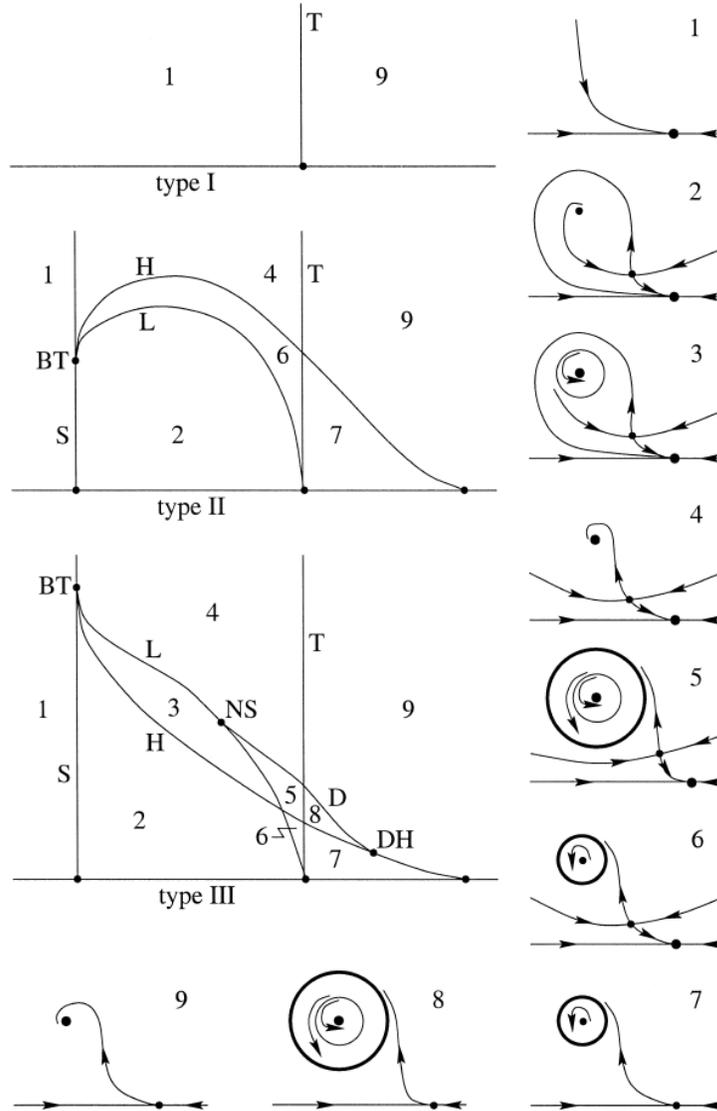


FIGURE 1.6: Portraits de phase issus de [30].

Type I, II, III : Différentes dynamiques obtenues en variant les paramètres du système (abscisse : puissance de pompe, ordonnée : rapport des temps de vie des photons et des porteurs). Bifurcations :

H : bifurcation de Hopf, T : bifurcation transcritique, BT : bifurcation de Bogdanov-Takens, L : bifurcation homocline, NS : point selle, D : double cycle limite, DH : double Hopf. Diagramme 1 à 9 : Portraits de phase correspondant aux différentes régions dynamiques.

constant, c'est-à-dire pour un échantillon et une position de la pompe sur l'échantillon donnés, on peut prévoir l'évolution de la dynamique dans le système étudié. Différentes bifurcations peuvent alors apparaître, dont voici les deux principales observées dans les systèmes étudiés :

- la bifurcation homocline (notée L sur la Figure 1.6) : c'est une bifurcation globale qui apparaît quand une orbite périodique entre en collision avec un point-selle. On passe donc d'un état oscillant à un état où les oscillations dépendent d'un seuil (ou inversement).

- la bifurcation de Hopf (notée H sur la Figure 1.6) : c'est une bifurcation locale qui fait perdre la stabilité à un point fixe au profit d'un cycle limite (par exemple) ou inversement.

Dans un laser, des impulsions peuvent être observées soit par le mécanisme de commutation de pertes soit par celui de blocage de modes, le second n'étant observable que lorsque la cavité est suffisamment longue pour permettre l'existence d'un grand nombre de modes longitudinaux.

Qswitching - Commutation de pertes

Cette méthode est appelée Q-switching parce qu'elle utilise le contrôle du facteur de qualité Q de la cavité laser (qui détermine les pertes par aller-retour dans le résonateur) pour faire commuter le système entre un état de faibles pertes et un état de fortes pertes. Pour ce faire, on place un dispositif qui augmente de façon intermittente les pertes de la cavité, faisant passer le système sous le seuil d'émission laser. Comme le milieu amplificateur est pompé de façon continue, l'inversion de population (nombre de paires électrons-trous) est de plus en plus forte, jusqu'à atteindre un niveau dit de saturation de gain, où elle se stabilise. Malgré le constant apport de porteurs par la pompe, l'inversion de population reste constante due aux pertes par émission spontanée ainsi qu'à d'autres processus. A ce moment-là, on éteint le dispositif qui apporte des pertes supplémentaires dans la cavité. Le processus d'amplification optique peut donc entrer en action. Grâce à la grande quantité d'énergie présente dans le milieu à gain, l'intensité de lumière dans le résonateur augmente très rapidement, vidant l'énergie stockée aussi vite. Cela entraîne la création d'une impulsion lumineuse très courte et qui peut avoir une très forte intensité.

Le dispositif utilisé peut être actif ou passif. Le premier cas regroupe des obturateurs, des roues 'hacheuses' ou des miroirs tournants (c'est-à-dire des atténuateurs variables que l'on place dans la cavité laser et qui permettent de couper le faisceau après sa réflexion sur l'un des miroirs et donc lors de son retour vers le milieu amplificateur), tout comme des modulateurs électro ou acousto-optiques. Le deuxième cas concerne principalement des absorbants saturables.

Modelocking – Blocage de modes

Dans un laser normal, chacun des modes oscille indépendamment de son voisin. On peut comparer ce système à deux rangées de personnes face à face : les membres d'une rangée tiennent un bout d'une corde, tandis que les membres de l'autre en tiennent l'autre bout. Dans le duo, une personne reste immobile et l'autre fait onduler la corde. Chaque ondulation différente, définie par le nombre de 'bosses' (ou maxima), détermine une possibilité d'état pour la corde entre les deux personnes : on appelle cela un mode longitudinal et le nombre de bosses sur la corde donne l'ordre du mode. En réalité, la corde représente les oscillations du champ électro-magnétique se propageant dans la cavité laser. Si les oscillations de toutes les cordes n'ont aucun maxima en commun, ces battements sont moyennés et on obtient une intensité de sortie du laser presque constante : on parle d'un laser quasi-continu ou quasi-cw. C'est comme si l'on regardait les deux rangées d'assez loin et qu'il était impossible de déterminer les différentes ondulations prises par les différentes cordes.

Si tous les modes se retrouvent en phase les uns par rapport aux autres (si les oscillations présentent des maxima qui coïncident), on peut avoir des effets de battement entre ces différents modes. Ils interfèrent constructivement et créent ainsi une impulsion lumineuse de forte intensité. On parle alors de blocage de mode ou blocage de phase. Ce phénomène se reproduit périodiquement avec un temps caractéristique τ égal au temps que met la lumière à faire un aller-retour dans la cavité, qui correspond aussi à l'inverse de l'espacement en fréquence entre les modes $\Delta\nu$:

$$\tau = \frac{2L}{c} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.1)$$

où L correspond à la longueur de cavité et c la vitesse de la lumière dans le vide.

La durée de chaque impulsion est déterminée par la dispersion dans la cavité et par le nombre de modes qui oscillent en phase : plus ce nombre est important, plus l'impulsion est courte.

Il existe différentes méthodes pour produire du blocage de modes : elles peuvent être actives ou passives. Dans le premier cas (actif), on utilise un signal externe pour induire une modulation de la lumière intracavité. Dans le second (passif), on insère un élément optique dans la cavité qui va causer une auto-modulation de la lumière. Je vais m'intéresser uniquement à cette dernière méthode puisque c'est celle que j'ai utilisée durant ma thèse. Le dispositif utilisé le plus couramment pour faire du blocage de mode passif est un absorbant saturable. Lorsqu'il est placé dans une cavité laser, il induit des pertes supplémentaires, ce qui permet d'accumuler de l'énergie tant que le laser reste éteint (voir paragraphe sur la modulation de pertes ci-dessus). Quand les modes se mettent en phase, par contre, il y a émission d'une impulsion lumineuse. Son sommet va dépasser le seuil de l'absorbant saturable et va ainsi être amplifié par la cavité, tandis que les flancs de l'impulsion, de plus faible intensité, vont être absorbés. Comme la lumière fait des aller-retour dans la cavité, ce processus se répète jusqu'à l'obtention d'un train d'impulsions : le laser est dans le régime de blocage de modes.

Un laser à modes bloqués possède généralement un taux de répétition plus élevé, une énergie de l'impulsion plus faible et une durée de l'impulsion plus courte ceux utilisant la commutation de pertes.

1.3.4 De quoi sont fait les lasers à semiconducteurs ?

Maintenant que les propriétés nécessaires à l'apparition des solitons de cavité continus et pulsés ont été détaillées, ce paragraphe décrit les constituants des lasers à semiconducteurs utilisés afin d'observer ces propriétés. Les lasers à semiconducteurs que nous avons utilisés sont constitués d'un milieu amplificateur à puits quantiques et d'un résonateur composé de miroirs multicouches.

Milieu amplificateur :

On classe les lasers selon différentes familles : solide (cristaux dopés ou semiconducteur), liquide (colorant), gaz, à électrons libres, en fonction de la nature du milieu amplificateur qu'ils possèdent. Les lasers dont je vais parler dans ce manuscrit sont des lasers à semiconducteurs III-V et plus particulièrement à base d'AlGaAs.

Ces milieux amplificateurs à semiconducteurs regroupent plusieurs types de zones actives, dont les propriétés dépendent du confinement des porteurs.

Tout d'abord, les lasers à semiconducteurs ont été construits avec une zone active faite en un matériau massif (ou 'bulk'), où les électrons sont libres de se déplacer dans les trois directions de l'espace. La densité d'états, représentant le nombre d'états disponibles dans chaque bande d'énergie par unité de volume et d'énergie ou de vecteur d'onde, est croissante continûment avec l'énergie des porteurs (forme quasi-parabolique au voisinage du centre de la bande, Figure 1.7, 'Bulk').

Ces lasers sont très sensibles à la température, qui influe sur le spectre d'émission et le seuil laser. Pour pallier ce problème, une idée est introduite en 1970 par Esaki et Tsu [33] et brevetée en 1976 par Dingle et Henry [29] : le confinement des porteurs à des dimensions proches de leur longueur d'onde de de Broglie¹ permettrait d'opérer à des courants de seuils plus faibles que les lasers à zone active en matériau massif et rendrait les lasers moins sensibles à la température. En effet, le changement de dimensionnalité des matériaux concentre la densité des états dans des zones spectrales plus réduites, ce qui conduit à des systèmes présentant un gain spectral plus élevé pour la même excitation et donc des seuils lasers plus faibles. Il faut attendre 1981 pour voir fonctionner le premier laser à puits quantique (Tsang [90]) plus efficace qu'un laser standard.

Puits quantique :

Un puits quantique est un empilement de matériaux semiconducteurs : une couche de matériau d'énergie de bande interdite E_g est entourée par une couche de matériau d'énergie de bande interdite supérieure $E_g + \Delta E_g$. Les porteurs, qui, dans un matériau massif, pouvaient se déplacer dans les trois dimensions de l'espace, ne peuvent plus évoluer que dans un espace à deux dimensions (Fig.1.7, 'Quantum well'). Lorsque l'épaisseur du puits est faible (c'est-à-dire comparable à la longueur d'onde de De Broglie des porteurs), des effets de confinement électronique apparaissent et on parle alors de puits quantique. Les porteurs, entourés de barrières de potentiel, sont confinés dans cette zone. Cela entraîne une quantification de l'énergie des états

1. La longueur d'onde de de Broglie λ d'une particule est définie par : $\lambda = \frac{h}{p}$, avec h la constante de Planck et p sa quantité de mouvement.

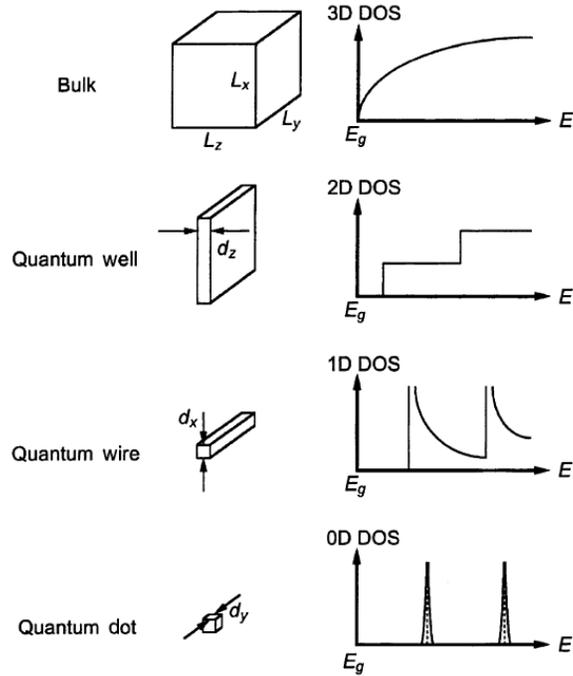


FIGURE 1.7: Densités d'états de matériaux présentant différentes géométries de confinement [53].

Graphiques représentant la zone active (gauche) et la densité d'états (DOS, droite) pour un confinement ('Bulk') à zéro dimension (matériau massif), ('Quantum well') à une dimension (puit quantique), ('Quantum wire') à deux dimensions (fil quantique) et ('Quantum dot') à trois dimensions (boîte quantique). (d et L =dimension(s) de la structure quantique).

propres dans la direction de croissance des couches : les porteurs ne peuvent avoir que des énergies de valeurs discrètes. La densité d'états prend la forme d'un escalier où chaque marche est associée à une énergie bien définie (Fig.1.7, 'Quantum well'). Cette forme rend la distribution de porteurs moins sensible à la température qu'un matériau massif. Néanmoins, dans le plan des couches, les porteurs ne sont pas confinés ; leur mouvement est décrit par un continuum d'états d'énergie. De plus, comme le nombre de porteurs près de l'énergie de la transition est accru, le spectre de lumière émise a une bande spectrale plus étroite, le pic du gain du matériau est augmenté, et le seuil de transparence est diminué (ce seuil correspond à la situation où $\Delta E_F = E_{gap}$ où ΔE_F est la différence entre les énergies de Fermi des deux bandes de porteurs).

Les puits quantiques (Fig.1.8) sont de plus en plus utilisés dans les lasers à semiconducteurs car ils permettent un choix relativement aisé dans la longueur d'onde d'émission. En effet, en variant l'épaisseur des puits quantiques et les proportions relatives entre ses différents constituants (typiquement l'indium, le gallium et l'arsenic) on peut contrôler la longueur d'onde centrale d'émission laser. De plus, après croissance, il est possible de modifier faiblement la longueur d'onde d'émission en faisant varier la température de la structure ($\Delta\lambda \sim 0.5nm/K$).

Des améliorations encore plus importantes ont été prédites par Arakawa et Sakaki en 1982 dans des systèmes où les porteurs sont confinés dans les trois dimensions de l'espace. On parle alors de lasers à zone active faite de boîtes quantiques (Fig.1.7, 'Quantum dot'). Les seuils laser

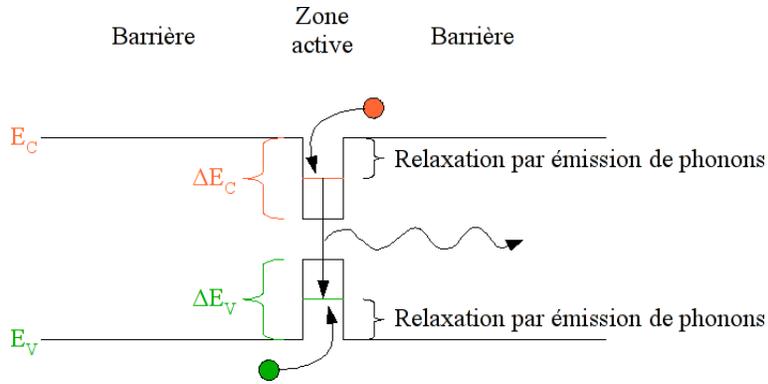


FIGURE 1.8: Diagramme de bandes au centre de la zone de Brillouin d'une structure à puits quantiques.

E_C : Energie de la bande de conduction, E_V : Energie de la bande de valence, $\Delta E_{C(V)}$: Différence d'énergie entre la bande de conduction (valence) et le bas du puits quantique.

sont réduits et le laser fonctionne plus efficacement. Le premier laser à boîte quantique efficace a été réalisé par Ledentsov et al. en 1994 [32]. L'inconvénient majeur de telles structures réside dans la difficulté technologique à réaliser des échantillons avec une grande uniformité de taille et une densité de boîtes importante.

Résonateur :

Rôle du résonateur

Le résonateur est constitué de la cavité laser et des miroirs qui l'entourent. Il est très important pour l'établissement du régime laser. Tout d'abord, il permet de renvoyer la lumière vers le milieu amplificateur. Il permet également de sélectionner les directions d'émission : en effet, si un faisceau se trouve trop incliné par rapport à l'axe du résonateur lors de son émission, il passera à côté du miroir et ne sera pas réfléchi. Cette rétroaction favorise la collimation du faisceau laser (le fait que le laser soit monodirectionnel) et augmente sa puissance. De plus, il va permettre une sélection des longueurs d'onde émises par le laser, comme cela va être expliqué dans l'encadré sur les modes ci-dessous.

Miroir = Miroir de Bragg : Le miroir de Bragg est une structure standard utilisée en général dans les VCSELs et dont la description permettra la compréhension de la structure plus complexe basée sur des miroirs multicouches aperiodiques qui sera détaillée au paragraphe 1.4.1. Il est constitué d'une alternance de deux couches minces de matériaux d'indices de réfraction différents. La succession de ces couches, d'indices notés haut (n_h) et bas (n_b) (avec $n_h > n_b$), permet de créer des interférences constructives entre les réflexions aux interfaces de chaque couche. On crée ainsi un miroir de haute réflectivité (jusqu'à 99,99%) sur un large domaine spectral, appelé 'stop-band', centré sur la longueur d'onde du miroir de Bragg λ_{Bragg} . Ce domaine est d'autant plus étendu que l'écart entre les indices haut et bas des deux couches constitutives de la période est grand.

A une interface entre deux milieux d'indices différents, la réflectivité R en intensité est égale, en incidence normale, à :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (1.2)$$

avec n_1 et n_2 les indices respectifs des milieux d'incidence et de transmission.

Par ailleurs, lorsque la lumière se propage à travers un miroir de Bragg, dont les caractéristiques sont déterminées par le contraste d'indice et le nombre de période de l'empilement, on obtient une réflectivité maximale qui correspond à :

$$R_{max} = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}} \right)^2 \simeq 1 - 4 \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N} \quad (1.3)$$

où n_0 et n_s sont les indices de réfraction respectifs des milieux d'entrée (incident) et de sortie (substrat) du miroir et N le nombre de paires, l'approximation étant valable pour $\frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N} \ll 1$, soit $n_b \ll n_h$ ou N très grand.

La réflectivité peut donc tendre vers 1 si l'on considère un fort contraste d'indices et un grand nombre de paires.

Nos échantillons comportent des miroirs constitués de couches d'AlAs/AlGaAs ; leur grande différence d'indice ($n_{AlAs} = 3$, $n_{GaAs} = 3.5$) permet de réduire le nombre de périodes nécessaires pour la réflectivité désirée. De plus, le bon accord de maille entre ces deux solides permet une réalisation technologique de bonne qualité dans la gamme de longueur d'onde 950-1010nm (proche infra-rouge).

La description de chaque structure se fera dans les paragraphes 1.4 et 1.5.

Modes :

Un laser émet naturellement sur une gamme de fréquences, appelée bande d'émission. Celle-ci dépend principalement du milieu amplificateur qui le constitue. Néanmoins, le laser ne va pas émettre sur toute cette bande, car il faut aussi prendre en compte l'effet du résonateur optique. Il sera résonant pour une partie des fréquences seulement, lesquelles vont alors interférer constructivement à chaque aller-retour dans la cavité (les autres fréquences vont interférer destructivement et disparaître). Des ondes stationnaires (ou progressives dans une cavité en anneau) vont donc apparaître, avec leurs maxima à des positions bien déterminées dans la cavité, ce qui forme un ensemble bien défini de fréquences distinctes (appelé un ensemble discret), que l'on appelle des modes longitudinaux de la cavité.

En fonction de la bande passante du laser vont pouvoir se propager dans la cavité un ou plusieurs modes : on parle alors de laser mono ou multi-mode. La sélection est en fait déterminée par la largeur et la position de la courbe de gain du laser, comme représentée sur la Figure 1.9. La courbe noire représente le gain (dont la position en fréquence et la largeur sont déterminées par le milieu amplificateur), la ligne rouge détermine le niveau de pertes, donné entre autre par le coefficient de réflectivité des miroirs. Les modes longitudinaux qui se trouvent dans la gamme de fréquences où le gain est plus important que les pertes pourront être amplifiés et se propager dans la cavité. Mais il peut aussi y avoir une compétition entre modes et ce sont uniquement les modes qui ont le plus de gain qui se propagent dans la cavité.

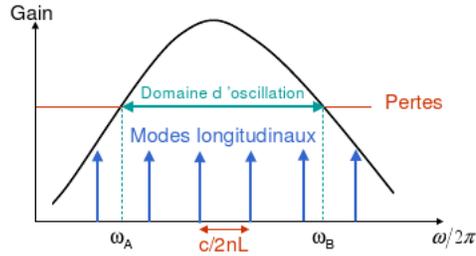
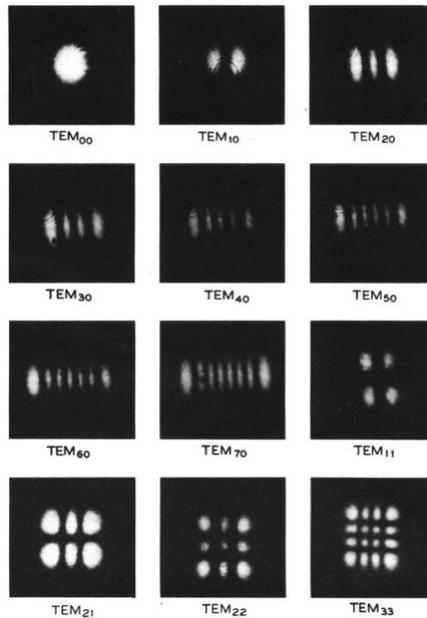


FIGURE 1.9: Modes résonants et courbe de gain.

Un résonateur laser permet également la propagation de modes transverses. Cela concerne le plan transverse (perpendiculaire) à l'axe de propagation du laser. On parle de modes TEM_{mn} (pour électrique et magnétique transverses), avec m et n le nombre entier de lignes d'intensité nulle apparaissant dans le faisceau laser sortant de la cavité (dans les directions x et y). La figure ci-dessous permet de comprendre cette nomenclature : sur la première ligne, l'image de gauche n'a aucune ligne sombre, par conséquent on l'appelle TEM_{00} , celle du milieu possède une ligne sombre rencontrée selon x , donc il s'agit du mode TEM_{10} , ainsi de suite. L'ordre le plus bas est le mode TEM_{00} ; il possède une distribution d'intensité gaussienne (en forme de cloche) et est donc relativement simple à étudier. Pour chaque mode longitudinal de la cavité on peut associer une famille de modes transverses, dont l'écart en fréquence est donné par un paramètre, appelé phase de Gouy, qui s'accumule lors de la propagation dans la cavité. Cet espace entre modes transverses diminue lorsque le nombre de modes augmente.



Modes TEM_{mn}

Pour déterminer le nombre ainsi que l'ordre maximal des modes transverses qui peuvent se propager dans la cavité, il faut calculer le nombre de Fresnel [54], déterminé par les équations de diffraction. Prenons un diaphragme de diamètre a , distant d'un miroir d'une longueur $\frac{d}{2}$. Pour une longueur d'onde λ , la taille de la tache de diffraction au niveau du diaphragme après un aller-retour sera égale à $\frac{\lambda d}{a}$ (Fig.1.10).

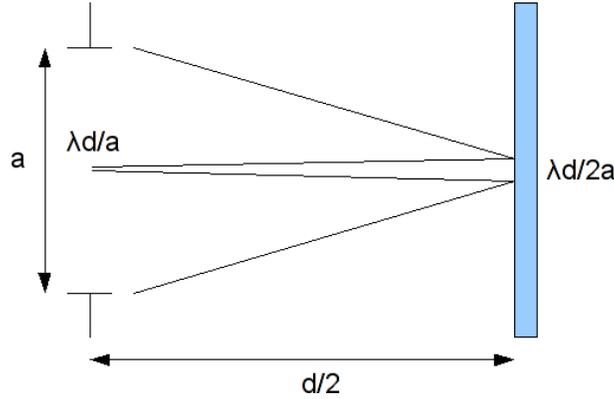


FIGURE 1.10: Diffraction par une fente

Si l'on fait le rapport entre la taille du diaphragme et la taille de la tache de diffraction, on obtient le nombre de canaux de diffraction² différents que l'on peut avoir au niveau du plan du diaphragme. Cela représente également le nombre de modes transverses indépendants pouvant se propager dans une cavité de taille finie. Le nombre de Fresnel est ainsi proportionnel au nombre de modes tandis que son carré détermine l'ordre maximal des modes transverses se propageant dans la cavité.

Par conséquent, le nombre de Fresnel se définit comme :

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda d} \quad (1.4)$$

Ce facteur sera très important lors de l'étude des différentes cavités. En effet, un grand nombre de Fresnel permettra l'apparition de structuration transverse due au grand nombre de modes transverses se propageant dans la cavité.

Interféromètre de Fabry-Pérot : Pour connaître la réflectivité d'un résonateur plan, on peut le considérer comme un interféromètre de Fabry-Pérot ; on trouve alors que sa réflectivité va dépendre de plusieurs paramètres : longueur d'onde, longueur de cavité et réflectivité des miroirs.

Soit une cavité constituée de deux miroirs plans parallèles, de réflectivité en intensité R_f et R_b respectivement (indices f pour face avant et b pour face arrière), séparés par un milieu d'indice n , d'absorption α et de longueur L . z est l'axe de propagation, le miroir R_f est situé

2. Nombre de points lumineux qu'on peut physiquement distinguer ou nombre de canaux d'informations qu'on peut propager sans que l'information se mélange.

en $z = 0$, et R_b en $z = L$; on décrit l'onde électromagnétique par des ondes planes polarisées rectilignes :

$$E_{\pm}(z, t) = E_{\pm}(0).e^{i(\omega t \mp \frac{2\pi\tilde{n}z}{\lambda})} = E_{\pm}(0).e^{i(\omega t \mp kz) \pm \frac{\alpha z}{2}} \quad (1.5)$$

où $\tilde{n} = n + i\frac{\lambda\alpha}{4\pi}$.

Les conditions de raccordement aux interfaces miroirs sont les suivantes :

$$\begin{aligned} E_+(0) &= \sqrt{1 - R_f}E_i(0) + \sqrt{R_f}E_-(0) \\ E_-(0) &= E_+(L)\sqrt{R_b}e^{i\Phi - \frac{\alpha L}{2}} \\ E_+(L) &= E_+(0)e^{i\Phi - \frac{\alpha L}{2}} = \frac{E_t}{\sqrt{1 - R_b}} \end{aligned} \quad (1.6)$$

où Φ est le déphasage simple-passage dans la cavité : $\Phi = \frac{2\pi nL}{\lambda}$.

En combinant ces équations on obtient l'expression de la transmissivité :

$$T = \frac{|E_t|^2}{|E_i|^2} = \frac{(1 - R_b)(1 - R_f)e^{-\alpha L}}{(1 - R_{\alpha})^2} \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2(\Phi)} \quad (1.7)$$

$$\text{avec : } R_{\alpha} = \sqrt{R_b R_f}e^{-\alpha L} \text{ et } F = \frac{4R_{\alpha}}{(1 - R_{\alpha})^2} = 4\frac{F^2}{\pi^2}$$

où F est la finesse du résonateur.

De même on obtient la réflectivité :

$$R = \frac{G + F \sin^2 \Phi}{1 + F \sin^2 \Phi} \quad (1.8)$$

$$\text{où : } G = \frac{(R_f - R_{\alpha})^2}{R_f(1 - R_{\alpha})^2}.$$

Ce résultat nous permet de simuler la réflectivité du résonateur utilisé en fonction de la longueur d'onde d'émission, et par conséquent les positions des résonances, pour lesquelles la transmission est maximale.

Si l'on sait calculer la réflectivité complexe des miroirs multicouches pour un nombre de périodes donné (et non la réflectivité maximale comme dans l'équation 1.3) en fonction de la longueur d'onde (c'est-à-dire avec des indices dépendants de la longueur d'onde), on peut insérer ce résultat dans le calcul de la réflectivité de la structure totale (formule semblable à l'équation 1.8) et ainsi trouver un spectre du même type que celui présenté à la Figure 1.11 (noir). Ce résultat a été obtenu en utilisant un logiciel nommé Greflec développé par R.Kuszelewicz et basé sur la méthode des matrices de transfert [1]. On peut ensuite le comparer aux mesures de spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (Fourier Transform InfraRed spectroscopy ou FTIR) qui nous donnent la réflectivité (ou la transmission) de notre échantillon pour différentes longueurs d'onde (Fig.1.11 rouge). Ces mesures expérimentales sont très utiles pour vérifier que la croissance de la structure s'est bien déroulée comme prévu et qu'on obtient une résonance centrée sur la bonne longueur d'onde. La différence dans la profondeur du creux de résonance réside dans le fait que les simulations ne tiennent pas compte de l'absorption des puits quantiques, mais uniquement de celle des matériaux massifs.

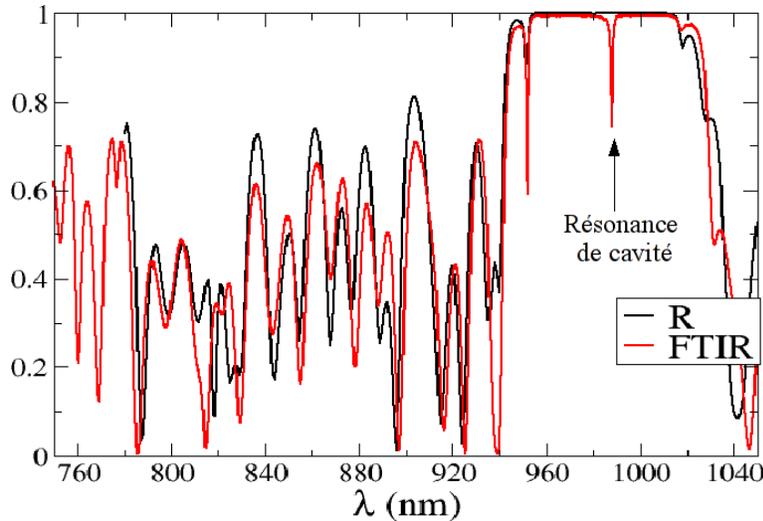


FIGURE 1.11: Exemples de spectres de réflectivité expérimental et simulé.

1.4 VCSEL

Maintenant que les motivations de ce travail ont été exposées et toutes les propriétés recherchées explicitées, les spécificités des systèmes étudiés sont détaillées : descriptifs des échantillons et du montage expérimental, et développement de la théorie associée au système.

Le VCSEL, ou Vertical Cavity Surface Emitting Laser, est un laser dont le milieu amplificateur est constitué d'un ou de plusieurs puits quantiques, qui sont entourés de miroirs de Bragg déposés sur un substrat (voir les paragraphes 1.3.4 et 1.4.1). Ils peuvent être pompés électriquement ou optiquement.

Les avantages des VCSEL sont nombreux : au niveau de la structure, ils sont monomodes longitudinaux, car la cavité est très courte, et l'absence de guidage dans leur empilement ne crée pas la divergence du faisceau émis qui constituait le principal inconvénient des lasers à émission par la tranche. De plus, leur rapport d'aspect nous donne une surface importante sur laquelle travailler : en effet, ils sont très fins ($\sim \mu m$) et aussi larges que l'on souhaite (de la centaine de μm à quelques cm), ce qui permet un nombre de Fresnel très élevé (> 50). Par ailleurs, au niveau des matériaux, leur seuil est très bas, grâce aux puits quantiques constituant leur zone active, et les semiconducteurs III-V ont l'avantage de présenter différents domaines de non-linéarité au voisinage de la bande interdite : les contributions respectives de l'absorption et de l'indice de réfraction peuvent tour à tour dominer les effets non-linéaires.

Une étude précise [63] de l'effet de la température sur l'échantillon a permis de réaliser des modifications sur les miroirs, avec des variations dans l'épaisseur des couches, permettant de limiter l'échauffement de la structure et ainsi abaisser le seuil du laser. Cet aspect sera développé dans la partie consacrée aux échantillons VCSEL (paragraphe 1.4.1).

Les VCSEL étudiés dans ce manuscrit sont en régime laser, ce qui signifie que l'on peut éliminer le faisceau de maintien présent dans les systèmes amplificateur (sous le seuil)[12, 44]. Cela rend le système plus simple, plus compact et plus robuste, tout en permettant d'éviter l'injection de puissances optiques considérables qui entraînent des effets thermiques indésirables [59]. Cela permet surtout la disparition de la contrainte de cohérence entre le faisceau de maintien

et le faisceau d'écriture : ce dernier peut désormais être envoyé sans contrôle de phase dans le système. De plus, que l'on insère un absorbant saturable intracavité ou qu'ils soient placés en cavité externe, ces VCSEL permettent la création d'un laser à soliton de cavité, c'est-à-dire un ensemble de microlasers "allumables" et contrôlables à volonté.

1.4.1 Echantillons utilisés

Trois microcavités différentes ont été épitaxiées par Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin du LPN par Epitaxie en Phase Vapeur par décomposition d'Organo-Métalliques, EPVOM ou MOCVD en anglais (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition), durant ma thèse : Gas262, Gas272 et Gas302. Ces échantillons sont des VCSEL avec absorbant saturable intracavité, destinés à être pompés optiquement.

La structure de chaque échantillon est la suivante : un substrat de GaAs, un miroir arrière, une couche active composée de deux parties distinctes : un puits quantique d'*InGaAs* jouant le rôle d'absorbant saturable, entouré d'une barrière de composition variable $Al_xGa_{1-x}As$, et deux puits quantiques d'*InGaAs* de gain, entourés de barrières de composition variable en $Al_yGa_{1-y}As$. Enfin, un miroir avant termine cet empilement (Fig.1.12).

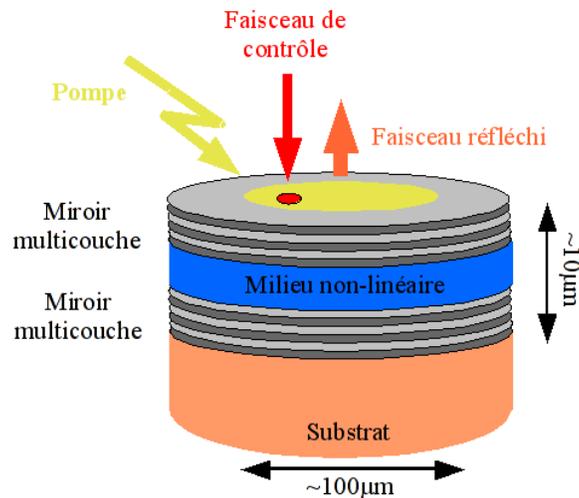


FIGURE 1.12: Schéma du VCSEL

Notons que le pourcentage d'aluminium dans les barrières détermine la hauteur de celles-ci ainsi que leur capacité à absorber ou non la longueur d'onde de pompe. Les barrières de l'absorbant, avec $x = 22.5\%$, sont ainsi transparentes à la longueur d'onde de pompe. De plus, les puits de gain et d'absorption ont des épaisseurs et une concentration en indium choisies de telle manière que la luminescence soit à 980nm à température ambiante. Les miroirs avant et arrière ne sont pas des miroirs de Bragg standards au sens où ils ne sont pas périodiques comme dans les premiers VCSEL réalisés. Il s'agit de miroirs multicouches, composés de vingt-quatre paires non-périodiques d'alternance $AlAs/Al_{0.225}Ga_{0.775}As$ pour le miroir avant et trente-huit paires et demie non-périodiques de la même alternance pour le miroir arrière, et réalisés par une méthode d'optimisation basée sur [10] et expliquée en [6]. Les couches ne sont donc plus quart d'onde et possèdent différentes épaisseurs. Le miroir avant a été conçu pour avoir une efficacité

de pompage optique optimale à $800nm$: la fenêtre de pompage s'étend sur une largeur spectrale de $20nm$ dans laquelle la réflectivité est très faible, ce qui privilégie une absorption maximale de la pompe. Cela peut être constaté sur la Figure 1.11 qui montre le spectre de réflectivité : on y voit clairement une fenêtre autour de $800nm$ où la réflectivité se situe près de 30%. Néanmoins, l'intensité de pompe non-absorbée dans la zone active doit être réfléchiée par le miroir arrière afin d'éviter que le substrat ne l'absorbe et ne s'échauffe. Les réflectivités des miroirs avant et arrière ont donc été calculées pour être proches de 0,995 et de 1 respectivement, autour de la longueur d'onde de résonance de la cavité, c'est-à-dire autour de $980nm$.

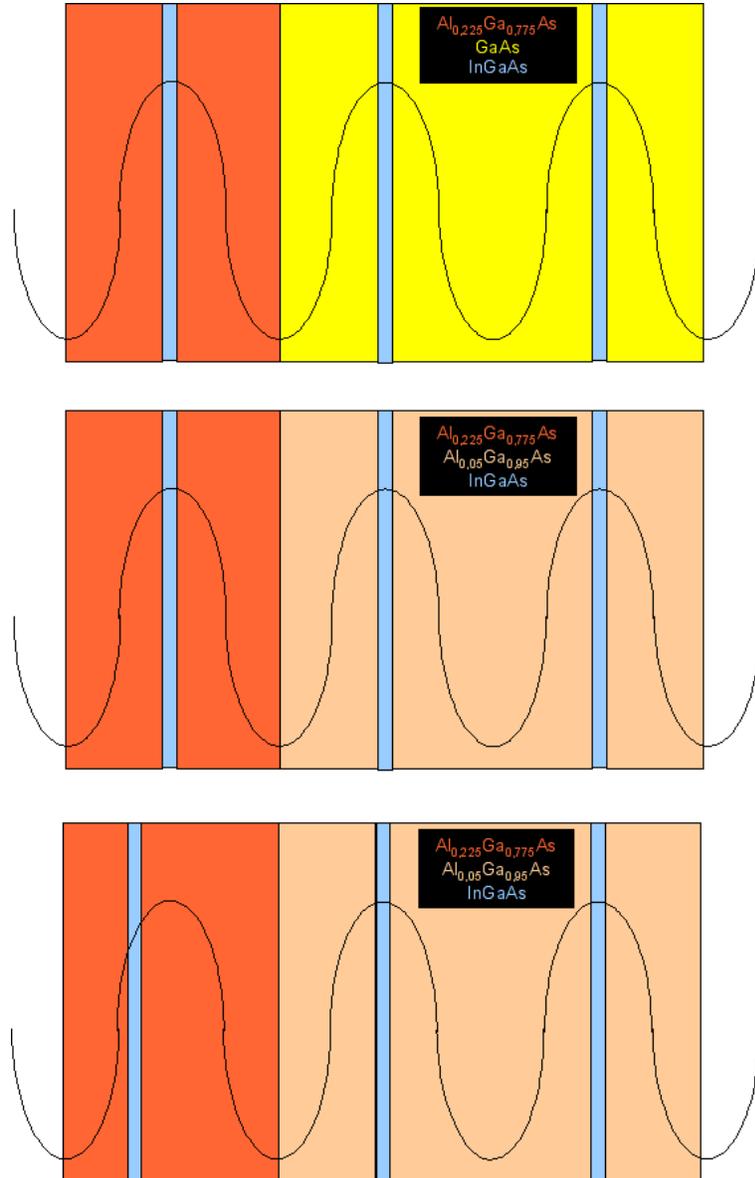


FIGURE 1.13: Schéma montrant la position des puits quantiques par rapport la distribution d'intensité du champ laser ainsi que la composition des barrières.

(bleu : puit quantique, rose-orange : barrière et tracé noir : courbe de gain).

(haut) Gas262, (milieu) Gas272, (bas) Gas302.

La Figure 1.13 représente schématiquement la position des puits quantiques de gain et d'absorption en fonction de la distribution longitudinale du champ laser ainsi que la constitution des barrières pour les trois échantillons utilisés dans les travaux présentés dans ce manuscrit : Gas262, Gas272 et Gas 302.

L'échantillon Gas 262 a été conçu de telle sorte que les puits de gain et d'absorption coïncident avec les maxima de la distribution longitudinale du champ laser (Fig.1.13 haut). Il n'y a pas d'aluminium dans les barrières des puits de gain ($y = 0\%$). Après quelques tests sur cet échantillon, nous nous sommes rendus compte qu'il n'était pas possible d'observer de la bistabilité. Des études sur les durées des temps de vie des porteurs nous ont appris que celles des puits quantiques de gain et d'absorbant saturable étaient différentes. Or les calculs numériques, présentés dans [59] et repris au paragraphe 1.4.3, nous indiquent que pour avoir des solitons de cavité stables il faut que les temps de vie des porteurs des puits quantiques de gain et d'absorbant saturable soient de valeurs sensiblement égales. Par conséquent, un travail sur la conception de la structure a été réalisé pour pallier le problème de confinement des porteurs et ainsi égaliser ces temps de vie en rapport avec la théorie.

Nous avons réhaussé légèrement les barrières autour des puits de gain en ajoutant un peu d'aluminium, mais pas trop pour conserver en même temps une absorption efficace de la pompe dans les barrières. Ainsi, Gas272 (Fig.1.13 milieu) a été crû en prenant $y = 5\%$ dans les barrières autour des deux puits quantiques de gain.

Enfin, nous souhaitions tester un échantillon avec un peu moins d'absorption et Gas302 (Fig.1.13 bas) a donc été crû en décalant le puits d'absorbant saturable d'un quart du maximum de la distribution d'intensité du champ laser. Tous les autres paramètres sont restés identiques.

Le Tableau 1.1 regroupe les informations concernant les proportions d'aluminium dans les barrières des puits quantiques de gain et d'absorbant saturable, ainsi que les positions des puits quantiques par rapport à la distribution du champ laser.

	% d'Al (absorbant)	% d'Al (gain)	Position QWgain	Position QWabsorbant
Gas262	22.5	0	Max	Max
Gas272	22.5	5	Max	Max
Gas302	22.5	5	Max	3/4

TABLE 1.1: Tableau récapitulatif des échantillons.

% d'Al (...) représente le pourcentage d'Aluminium dans les barrières d' $Al_xGa_{1-x}As$ autour des puits quantiques de gain ou d'absorbant saturable. La position du puits quantique (QW) est notée par rapport à la distribution longitudinale du champ laser à la résonance de cavité.

1.4.2 Montage expérimental

Le faisceau de pompe, issu d'une diode laser émettant autour de 800nm, est transporté par fibre optique jusqu'à un objectif de microscope qui le focalise sur l'échantillon. Le bout de la fibre est imagé sur l'échantillon afin d'avoir un pompage le plus uniforme possible. L'échantillon est maintenu à température constante grâce à un refroidissement à eau et un régulateur à effet Peltier. Le laser émis par notre VCSEL est envoyé vers le système de détection dans lequel le laser est séparé en trois voies distinctes (Fig.1.14) :

- la première transfère, via un système d'imagerie, l'image de la surface de l'échantillon sur une caméra CCD (champ proche),
- la deuxième envoie le signal sur une diode à avalanche, avec la possibilité de détecter, grâce à un iris, tout ou uniquement une partie du faisceau . Ce signal est visualisé sur un oscilloscope (Lecroy WaveRunner 104Xi 10GS/s),
- enfin, la troisième envoie le signal sur un analyseur de spectre optique (Yokogawa AQ6370) qui nous permet de connaître le spectre émis par le laser.

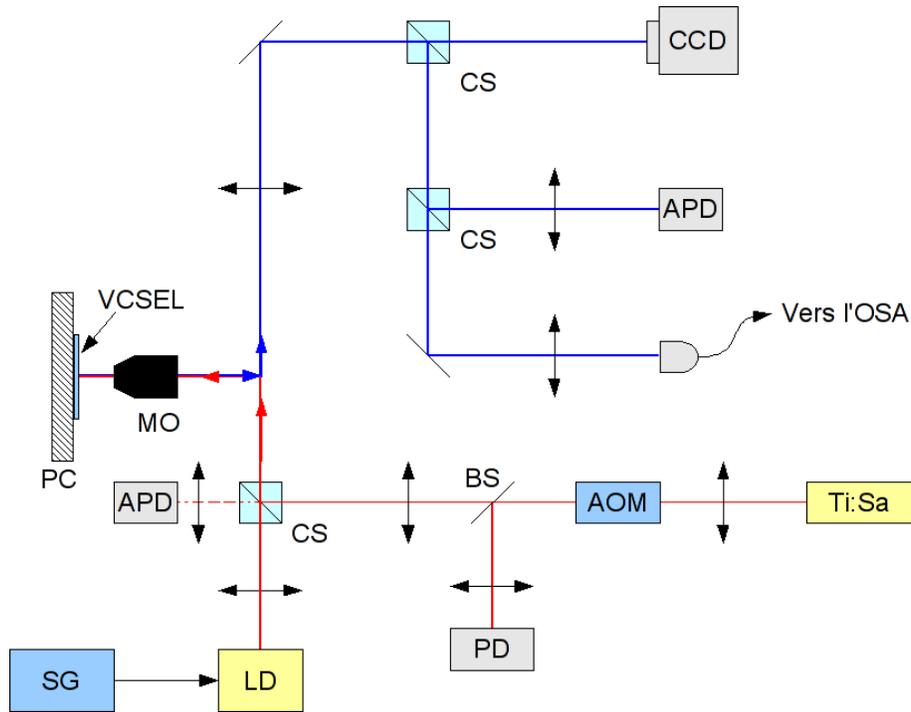


FIGURE 1.14: Schéma du montage expérimental.

SG : générateur de signaux, LD : diode laser, CS : cube séparateur, AOM : modulateur acousto-optique, Ti :Sa : laser Ti :Sa, BS : lame séparatrice, APD : photodiode à avalanche, MO : objectif de microscope, PC : régulateur à effet Peltier, CCD : camera CCD, OSA : analyseur de spectre optique.

Il est à noter également que le faisceau de pompe est capté par une photodiode afin d'avoir une référence de mesure. Dans la suite du manuscrit, deux valeurs seront utilisées pour la mesure de la pompe : i_p qui est la mesure du courant électrique fourni à la diode de pompe, que l'on appellera intensité de pompe, et P_p qui est la mesure de la puissance de pompe au niveau de l'échantillon. Les mesures de référence permettant une conversion entre i_p et P_p n'ont pas pu être réalisées à chaque expérience car elles entraînaient une modification des paramètres expérimentaux.

Lors des expériences d'écriture/effacement, on superpose au faisceau de pompe, de largeur à mi-hauteur $\sim 100\mu m$, un faisceau dit d'écriture, de largeur à mi-hauteur $50\mu m$, de longueur d'onde légèrement différente de celle du faisceau de pompe ($795nm$), émis sous forme impulsionnelle par un laser Ti :Sa. Le taux de répétition de ses impulsions de $60ps$ peut être modifié du taux maximum de $80MHz$ à un taux plus faible grâce à un modulateur acousto-optique. Il

procure une perturbation localisée dans la densité de porteurs et n'interfère ni avec le champ de pompe, ni avec le champ laser. Une photodiode capte le signal du faisceau d'écriture.

Différentes conditions expérimentales peuvent être obtenues en changeant trois paramètres, qui ne sont pas entièrement indépendants : la position du point d'étude sur l'échantillon, la température du substrat et la puissance de pompe. Tout d'abord, à cause des conditions de croissance, un déplacement du point d'étude sur l'échantillon change la résonance de cavité et donc les valeurs du gain et d'absorption à la longueur d'onde du laser. La résonance de cavité de l'échantillon varie faiblement au centre de l'échantillon, mais peut changer sensiblement près des bords. Elle peut donc être "ajustée" entre 972nm et 997nm. Ensuite, la température influe sur la résonance de cavité par dilatation de l'échantillon, ce qui modifie la longueur de cavité. Cela modifie également la position des bandes interdites du milieu à gain et de l'absorbant saturable et donc aussi l'indice de réfraction de chaque couche constituant l'échantillon. En augmentant la température, on augmente les longueurs d'onde à la fois de la résonance de cavité et de la position de la bande interdite. La gamme de variations de température du thermostat disponibles expérimentalement se trouve entre -20°C et 25°C, nous apportant une gamme réglable de bande interdite estimée à 13nm. La puissance de pompe peut aussi entraîner un léger échauffement de la structure, dû à l'arrivée de porteurs en grand nombre. De plus, lorsque la puissance est augmentée, le pic du gain va se décaler vers les basses longueurs d'onde (à cause des effets coulombiens) et sa hauteur va augmenter. Ces trois paramètres nous permettent, avec un même échantillon, d'observer différents comportements spatio-temporels, comme cela sera montré dans les chapitres 2 et 3.

1.4.3 Théorie des VCSEL avec absorbant saturable

Afin de trouver dans cet éventail de paramètres, ceux qui nous permettront d'observer les propriétés décrites au paragraphe 1.3, une analyse théorique des VCSEL avec absorbant saturable, ou VCSEL-SA, est nécessaire. Nous allons donc maintenant aborder la partie théorique de ce chapitre, par la recherche de solutions aux équations dynamiques des VCSEL-SA. Ces équations décrivent l'évolution temporelle de l'amplitude de l'enveloppe lentement variable du champ électrique, noté F , et des densités de porteurs dans les matériaux actif, notée D , et passif, notée d . Ce système permet de décrire les effets de la diffraction dans un laser à absorbant saturable. Ses solutions vont nous donner les valeurs de paramètres (puissance de pompe, pertes, gain, temps de vie) pour lesquelles il est possible d'obtenir de la bistabilité (car elles présenteront une forme en C typique de cette propriété), et des calculs numériques permettront de trouver les zones d'apparition des solitons de cavité.

Equations dynamiques [59]

$$\begin{cases} \dot{F} = [(1 - i\alpha)D + (1 - i\beta)d - 1 + i\Delta_{\perp}]F \\ \dot{D} = -\gamma_1[D(1 + |F|^2) - \mu] \\ \dot{d} = -\gamma_2[d(1 + s|F|^2) + \gamma] \end{cases} \quad (1.9)$$

Si N_1 (resp. N_2) est la densité de porteurs dans le matériau actif (resp. passif), et $N_{1,0}$ (resp. $N_{2,0}$) sa valeur à la transparence, on a :

$$\begin{aligned} D &= \eta_1 \left(\frac{N_1}{N_{1,0}} - 1 \right) \\ d &= \eta_2 \left(\frac{N_2}{N_{2,0}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

où η_1 et η_2 sont des facteurs sans dimension définis par le rapport entre le gain simple-passage et les pertes de la cavité.

De même, les paramètres de pompe μ et d'absorption γ sont définis comme suit :

$$\begin{aligned} \mu &= \eta_1 \left(\frac{R_1}{R_{1,0}} - 1 \right) \\ \gamma &= -\eta_2 \left(\frac{R_2}{R_{2,0}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

où R_1 (R_2) est le taux de pompage des porteurs dans le matériau actif (passif) et $R_{1,0}$ ($R_{2,0}$) sa valeur à la transparence. Celui-ci peut être électrique ou optique.

Par définition, $R_1 > R_{1,0}$ (le matériau actif est pompé au-dessus de la transparence), et $R_2 < R_{2,0}$ (le matériau passif est pompé sous la transparence) et μ et γ sont positifs.

Dans notre cas, le milieu passif n'est pas pompé, on a donc :

$$\gamma = \eta_2 \quad (1.12)$$

Les paramètres α et γ_1 (β et γ_2) sont le facteur de Henry et le rapport du temps de vie des photons dans la cavité sur le temps de vie des porteurs dans le matériau actif (passif). Dans les matériaux semiconducteurs, $\gamma_1, \gamma_2 \ll 1$ parce que le temps de vie du matériau est beaucoup plus long que le temps de vie dans la cavité (le temps de vie est renormalisé au temps de vie des photons dans la cavité).

De plus, on pose $\gamma_1 > \gamma_2$, ce qui est une estimation valide lorsqu'on utilise le même matériau semiconducteur dans l'amplificateur et dans l'absorbant. En effet, si l'on prend en compte dans la théorie que le temps de vie des porteurs inclut le temps de vie non-radiatif et le facteur d'émission spontanée B , on a un temps de vie équivalent γ_{eq} égal à $\frac{1}{\gamma_{eq}} = \frac{1}{\gamma + BN}$. Ainsi, lorsque le système est pompé, la densité de porteurs est plus importante dans le milieu actif (pompé) que dans l'absorbant (non-pompé et donc sans émission spontanée). Comme la recombinaison des porteurs augmente avec la densité de porteurs, le taux de recombinaison des porteurs sera plus petit dans l'absorbant que dans le gain.

Enfin, le paramètre de saturation s est défini comme suit :

$$s = \frac{a_2 \gamma_1}{a_1 \gamma_2} \quad (1.13)$$

où les gains différentiels a_1 et a_2 sont reliés à la pente du gain près de la zone de fonctionnement qui est fonction de la densité de porteurs. Comme la croissance du gain avec la densité de porteurs peut être considérée comme logarithmique dans les puits quantiques, le gain différentiel va être plus important dans le matériau passif : $a_2 > a_1$ comme le montre la Figure 1.15.

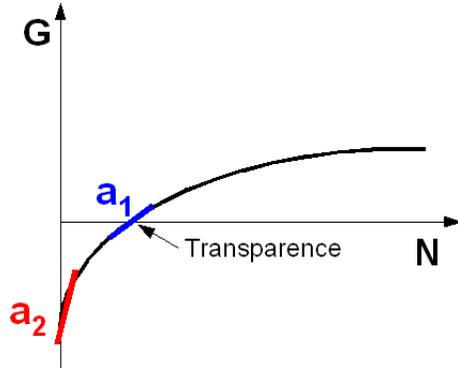


FIGURE 1.15: Gain en fonction de la densité de porteurs.

Cette inégalité, associée à $\gamma_1 > \gamma_2$, nous assure que, dans un laser à absorbant saturable, le paramètre de saturation s est plus grand que 1, ce qui est une condition nécessaire à l'apparition de la bistabilité, ce qui sera démontré plus loin.

Solutions stationnaires uniformes Ces solutions sont trouvées en posant $\partial_t = 0$, soit $\dot{F} = \dot{D} = \dot{d} = 0$. Ces solutions dépeignent une situation où le système est stationnaire. Le terme uniforme définit un système invariant par translation dans l'espace, c'est-à-dire dont les ondes planes constituent des modes propres, et avec dérivée spatiale Δ_{\perp} nulle.

Deux ensembles de solutions sont alors possibles : la solution dite triviale, qui correspond à la solution non-lasante avec $F = 0$, est obtenue très facilement :

$$\begin{cases} F_0 = 0 \\ D_0 = \mu \\ d_0 = -\gamma \end{cases} \quad (1.14)$$

La solution non-triviale, obtenue en supposant que le champ électrique a une valeur non-nulle, est trouvée en décomposant le champ électrique complexe en amplitude et en phase $F_0 = \sqrt{I_0}e^{-i\omega t}$, où l'intensité stationnaire I_0 est reliée aux paramètres s et γ par l'équation :

$$\frac{\mu}{1 + I_0} - \frac{\gamma}{1 + sI_0} = 1 \quad (1.15)$$

et où la fréquence laser :

$$\omega = \alpha + \frac{\gamma(\alpha - \beta)}{1 + sI_0} \quad (1.16)$$

dépend de l'intensité. Ce phénomène, typique de l'optique non-linéaire, est lié au fait que l'intensité du champ électrique présent dans la cavité modifie l'indice de réfraction de la structure. Cela va modifier la longueur d'onde de la cavité et par là la fréquence du laser.

On obtient donc la solution non-triviale :

$$\begin{cases} F_0 = \sqrt{I_0} e^{-i\omega t} \\ D_0 = \frac{\mu}{1+I_0} \\ d_0 = \frac{-\gamma}{1+sI_0} \end{cases} \quad (1.17)$$

Plusieurs informations peuvent être tirées de cet ensemble de solutions.

- Le seuil du laser est trouvé en posant $I_0 = 0$ dans l'équation 1.15 :

$$\mu_{th} = 1 + \gamma \quad (1.18)$$

- Si $s > 1 + \frac{1}{\gamma}$, les solutions stationnaires uniformes présentent une courbe en C comme le montre la Figure 1.16. Elle représente les évolutions de l'intensité du champ laser et des densités de porteurs du gain et de l'absorbant saturable en fonction du paramètre de pompe.

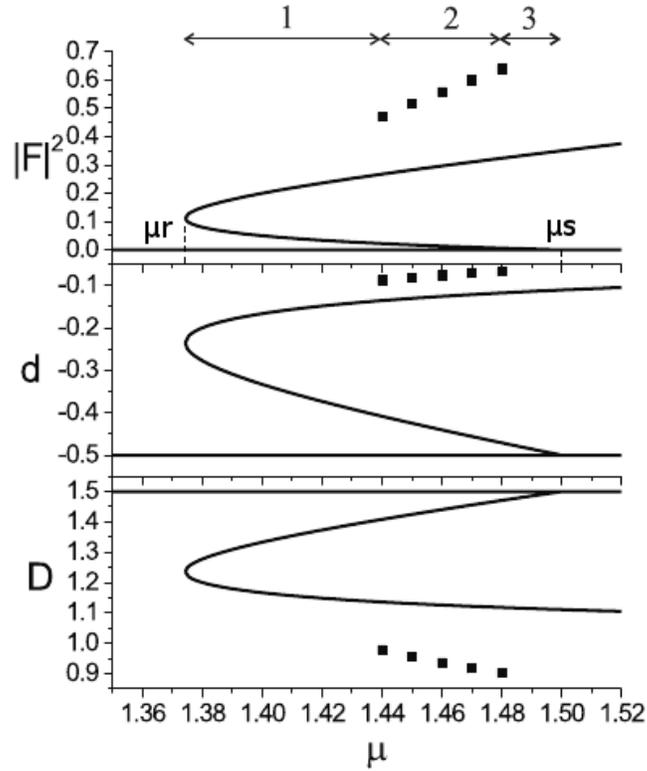


FIGURE 1.16: Extraite de [59]. Solution stationnaire uniforme et non-uniforme des équations dynamiques (équations 1.9).

Avec $\gamma = 0.5$, $s = 10$. Haut : intensité du champ, milieu : densité de porteurs de l'absorbant et bas : densité de porteurs du milieu à gain. Les zones 1, 2 et 3 représentent des régimes spatio-temporels différents. La gamme d'existence des solitons de cavité est indiquée par les carrés, représentant l'intensité maximale des solitons de cavité stables.

La partie de la courbe qui est de pente négative est instable et on obtient donc de la bistabilité entre un état éteint du laser et un état allumé. On voit aussi apparaître deux points intéressants : le seuil μ_s du laser où $\mu = 1.5$, avec les paramètres $\gamma = 0.5$ et $s = 10$, et un point de rebroussement

μ_r , où $\mu = 1.374$, avec les mêmes paramètres, et où les courbes de pentes différentes se rejoignent. Ce point correspond au seuil bas de la bistabilité c'est-à-dire à la valeur de puissance de pompe pour laquelle le système commute vers le niveau bas et s'éteint (lorsque l'on diminue la pompe).

Après analyse de stabilité vis-à-vis des perturbations spatiales, la Figure 1.16 nous montre que trois solutions stationnaires uniformes coexistent dans la gamme $\mu_r < \mu < \mu_s$. La zone 1 présente des solutions où des oscillations amorties se stabilisent sur le niveau éteint. La zone 3 représente des solutions où le laser évolue d'oscillations amorties vers des filaments. La zone 2, par contre, est instable de modulation et permet l'apparition de motifs et de structures localisées (dont les solitons de cavité). Des calculs numériques permettent alors de trouver les solutions non uniformes qui les représentent. Les carrés symbolisent les intensités maximales des solitons de cavité stables, tandis que le trait plein correspond à la réponse uniforme du système.

1.5 VECSEL

Après l'étude sur les VCSEL-SA, l'intérêt d'utiliser des Vertical External Cavity Surface Emitting Laser, ou VECSEL, va être dévoilé dans ce paragraphe. Le VECSEL est constitué de deux parties : la première, appelée demi-VCSEL, possède un miroir de Bragg arrière, un milieu amplificateur, et une couche protectrice contre l'oxydation de l'air. Pour former la cavité nécessaire à l'établissement du régime laser, on ajoute une deuxième partie composée d'un miroir (sphérique ou plan) à une distance ajustable du demi-VCSEL (de 0,5cm à 50cm). Par conséquent, le VECSEL est un laser à émission verticale qui ressemble fortement à un VCSEL, avec comme différence que le miroir de sortie ne se trouve pas directement en contact avec le milieu à gain (Fig.1.17).

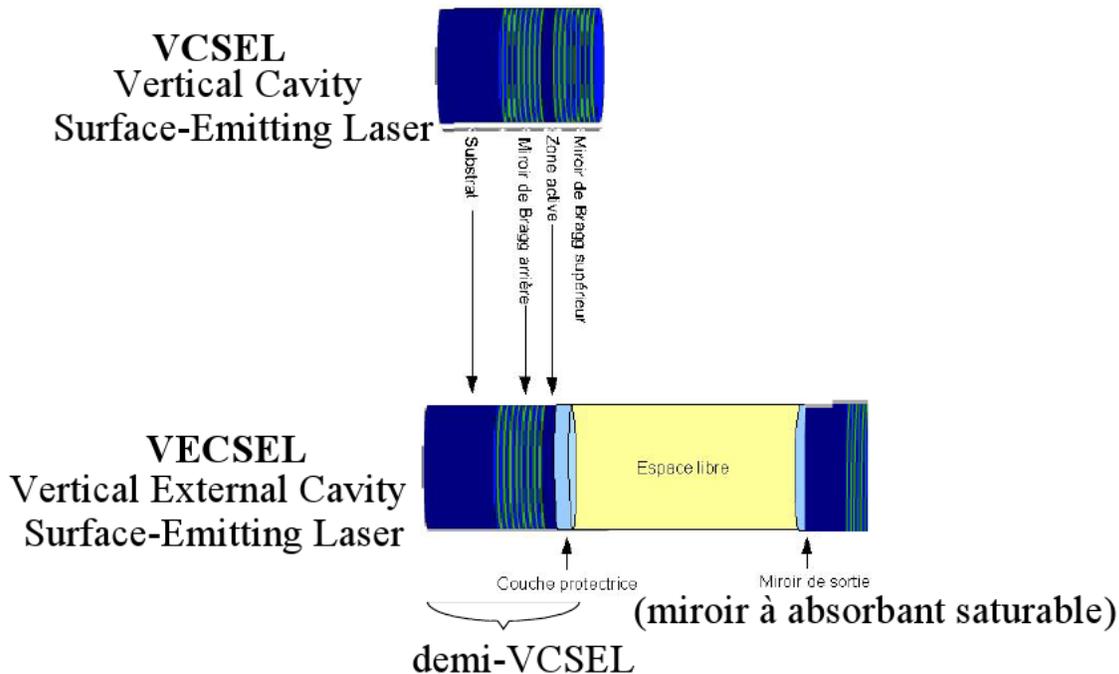


FIGURE 1.17: Comparaison VCSEL-VECSEL.

L'ouverture de la cavité à l'espace libre nous permet d'avoir un laser multimode longitudinal et donc de pouvoir espérer obtenir du blocage de modes. Mais l'allongement de la longueur de cavité fait chuter le nombre de modes transverses ; il nous faut donc ajouter un système d'imagerie optique qui va pouvoir modifier les propriétés du faisceau, afin de maintenir le nombre de modes transverses et un nombre de Fresnel élevé. De plus, l'ouverture à l'espace libre rend possible l'insertion d'un absorbant saturable intracavité qui va permettre d'obtenir de la bistabilité et un comportement impulsionnel.

1.5.1 Echantillons utilisés

Trois types d'échantillons ont été réalisés par Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin au LPN pour les expériences avec les VECSEL : des demi-VCSEL, des SESAM et un échantillon test.

Echantillons demi-VCSEL : L'échantillon demi-VCSEL est un empilement vertical comprenant un milieu actif épitaxié par EPVOM ou MOCVD en anglais.

Il est composé d'un miroir de Bragg, obtenu par superposition de 27,5 paires de couches GaAs/AlAs, qui tient lieu de miroir arrière du résonateur. Sur le miroir sont épitaxiés des puits quantiques d' $In_{0,2}GaAs$ entourés de barrières de composition variable. Le nombre de puits quantiques est optimisé pour qu'on ait un seuil laser bas et un gain différentiel suffisamment élevé à température ambiante, avec des pertes totales dans la cavité se situant autour de 1%. Les échantillons précédemment réalisés au laboratoire possèdent un substrat de GaAs, mais ils sont rapidement en surchauffe lorsque la puissance de pompe augmente, ce qui détériore leurs propriétés et peut même les endommager. La solution est d'effectuer un report sur substrat hôte : cela consiste en un collage de l'échantillon sur une couche de silicium Si ou de carbure de silicium SiC par une couche constituée d'un joint or-indium $AuIn_2$. Ce report permet d'évacuer la chaleur plus efficacement que le GaAs (conductivité thermique $\sim 46W.m^{-1}.K^{-1}$) car ces deux matériaux sont de bien meilleurs conducteurs thermiques (Si : $\sim 150W.m^{-1}.K^{-1}$, SiC : $\sim 500W.m^{-1}.K^{-1}$).

Deux échantillons ont été épitaxiés et utilisés durant les travaux présentés dans ce manuscrit.

- MOR5209 est un demi-VCSEL centré à $980nm$ constitué de cinq puits quantiques d' $In_{0,2}GaAs$ de $8nm$ d'épaisseur entourés de barrières de GaAs. De plus, la face avant de l'échantillon est traitée anti-reflet afin d'éviter un effet de cavité Fabry-Pérot créé au sein même de l'échantillon (entre le miroir de Bragg et l'interface air/semiconducteur, dont la réflectivité est d'au moins 30%). La couche anti-reflet à la longueur d'onde d'émission est du nitrure de silicium amorphe (Si_3N_4). Le miroir arrière du demi-VCSEL est au préalable reporté soit sur silicium, soit sur carbure de silicium SiC (Fig.1.18).

- Gas238 est un échantillon différent des précédents car la contrainte dans les puits quantiques induite par la concentration en indium est compensée par une contrainte opposée des barrières obtenue en ajoutant 5% de phosphore au GaAs (Fig.1.19).

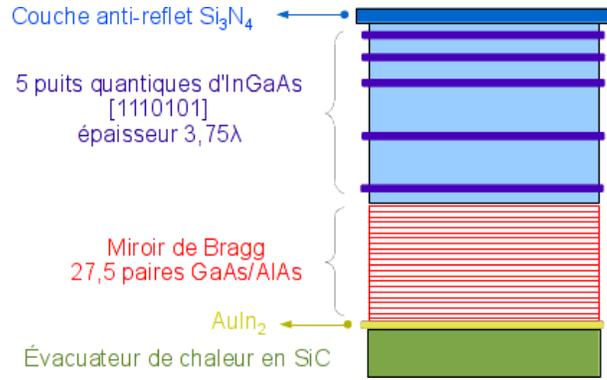


FIGURE 1.18: Schéma de l'échantillon demi-VCSEL MOR5209 reporté sur SiC

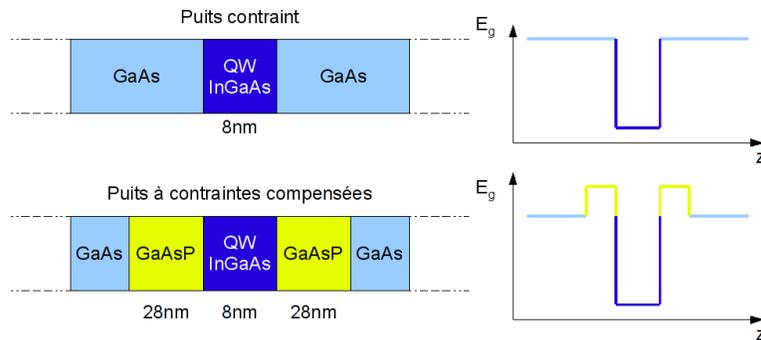


FIGURE 1.19: Schémas montrant la différence entre puits quantiques contraint et à contraintes compensées.

Les dessins ne sont pas à l'échelle (QW=puits quantique, E_g =énergie de bande interdite).

En effet, avec 20% d'indium, les puits quantiques d'InGaAs sont contraints en tension (1%) par rapport à GaAs, ce qui limite le nombre de puits quantiques que l'on peut croître sans qu'il y ait relaxation des contraintes et dislocations créant des zones très hétérogènes optiquement. Il est possible de compenser les contraintes en épitaxiant 56nm de GaAsP (28nm de part et d'autre du puits quantique) et d'annuler ainsi les forces qui cisailent le réseau cristallin de l'échantillon. Ainsi Gas238 possède six puits quantiques d' $In_{0,2}GaAs$ de 8nm d'épaisseur entourés de barrières de $GaAsP_{0,05}$, avec le pourcentage de phosphore ne dépassant pas 5% pour conserver une bonne absorption de la longueur d'onde de pompe. Cet échantillon est reporté sur carbure de silicium SiC et a une couche d'anti-reflet (couche d'épaisseur $\frac{\lambda}{4}$ de Si_3N_4) en surface.

Echantillons SESAM : Le miroir à absorbant saturable ou SEMiconductor Saturable Absorber Mirror (SESAM) est constitué d'alternances de couches de matériaux semiconducteurs constituant un miroir de Bragg ainsi qu'un puits quantique, dont la position par rapport à la surface du SESAM détermine la rapidité de réponse de l'absorbant saturable. En effet, plus le puits quantique est près de la surface, plus vite les porteurs pourront se recombiner entraînant une réponse de l'échantillon au champ laser plus rapide. Il permet selon les conditions expérimentales d'obtenir de la bistabilité ou de se placer en régime de blocage de modes.

Deux échantillons ont été testés et utilisés durant ma thèse, avec le miroir de Bragg constitué de 27,5 paires d'AlAs/GaAs et un puits quantique d'InGaAs de 8nm d'épaisseur centré à

980nm et positionné au maximum de la courbe de gain du laser. La différence se trouve dans la proximité du puits quantique avec l'interface air/semiconducteur, qui détermine la rapidité de recombinaison des porteurs à la surface (Fig.1.20) :

- Gas90 est un SESAM rapide (temps de recombinaison $\sim 100ps$), le puits quantique est séparé de la surface de l'échantillon par une couche de GaAs de 1,5nm,
- Gas91 est un SESAM lent (temps de recombinaison $\sim 1ns$), le puits quantique est éloigné de la surface par trois couches GaAs (10nm), AlAs (10nm) et GaAs (29nm). La couche d'AlAs, de grande bande interdite, diminue les recombinaisons de surface et donc ralentit la réponse du SESAM.



FIGURE 1.20: Schéma montrant la différence entre SESAM rapide et lent.

Les dessins ne sont pas à l'échelle (QW=Puits quantique).

Echantillon test : L'échantillon Gas150 est constitué d'un puits quantique unique d'*InGaAs* émettant à 970nm, entouré de barrières d'*Al_{0.225}Ga_{0.775}As*. Cet échantillon test a été épitaxié afin d'étudier les propriétés du puits quantique seul sans effet de cavité. Il a été utilisé lors d'une étude sur l'émission de la cavité en fonction de la température et de la puissance de pompe réalisée au paragraphe 1.5.5.

1.5.2 Montage expérimental

Le faisceau de pompe est issu d'un réseau de diodes laser émettant à 808nm. Les faisceaux laser émis par ce réseau, constitué de dix-neuf diodes laser, sont amenés jusqu'à un mélangeur afin qu'ils soient regroupés en une seule fibre optique large qui donne un profil d'intensité plat ('top-hat' ou "chapeau haut-de-forme") au faisceau de pompe. Celui-ci est guidé dans une fibre optique jusqu'à un objectif de microscope qui le focalise sur l'échantillon (diamètre $\sim 120\mu m$). Ce réseau de diodes est alimenté par un pompage électrique dont on peut varier l'intensité de 0 à 45A (de 0 à 620mW) et dont on peut moduler le courant afin de générer des impulsions de 240 μs de durée et de 4,2ms de période de répétition. La température de l'échantillon est stabilisée par un régulateur à effet Peltier. La cavité laser est constituée d'un échantillon demi-VCSEL, d'une ou deux lentilles de focales différentes traitées anti-reflet ($R < 0,1\%$ par face entre 980 et 1100nm) et d'un miroir de sortie plan (haute réflectivité) que l'on peut remplacer par un miroir à absorbant saturable ou par un miroir sphérique en fonction de l'expérience effectuée.

Le faisceau laser émis par le VCSEL est séparé en trois voies distinctes (Fig.1.21) :

- une amène le champ lointain vers un détecteur (caméra CCD ou diode à avalanche) : on se place dans les conditions de la diffraction de Fraunhofer,

- une deuxième, permet de recréer, grâce à un système optique, l'image du milieu actif sur les capteurs du second détecteur (caméra CCD ou diode à avalanche), nous donnant ainsi le champ proche,

- et enfin la troisième branche, où le faisceau est envoyé sur un analyseur de spectre optique (Yokogawa AQ6370) qui nous permet de connaître le spectre optique émis par le laser, ou vers un détecteur rapide qui amène le signal sur un analyseur de spectre radiofréquence (Hewlett Packard 8563A 9kHz-22GHz) qui nous donne le spectre RF du signal.

Les signaux issus des photodiodes à avalanche (bande passante 5GHz) sont affichés sur un oscilloscope (Lecroy WaveRunner 104Xi 10GS/s).

De même qu'au paragraphe 1.4.2, deux valeurs seront utilisées pour la mesure de la pompe : i_p qui est la mesure du courant électrique fourni à la diode de pompe, que l'on appellera intensité de pompe, et P_p qui est la mesure de la puissance de pompe au niveau de l'échantillon.

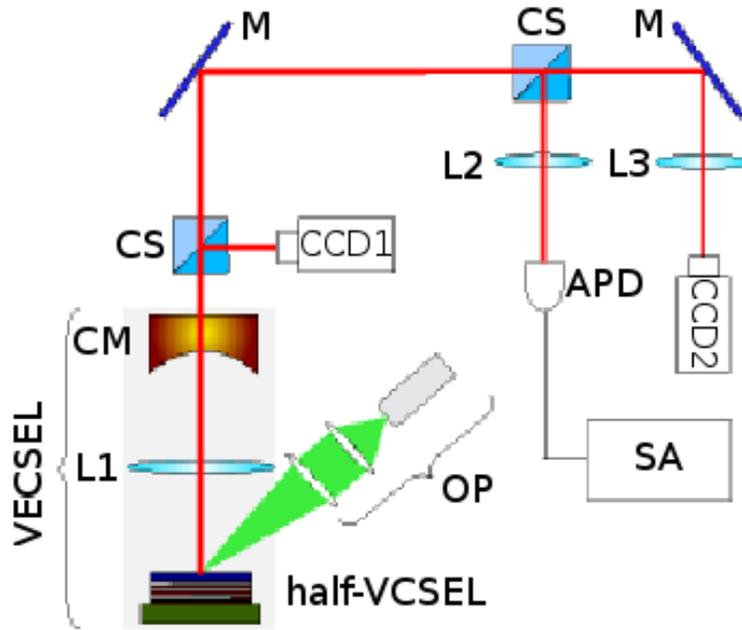


FIGURE 1.21: Schéma du montage expérimental.

half-VCSEL : demi-VCSEL, CM : miroir sphérique, OP : pompe optique à 808nm, Li : lentille (avec $i=1,2,3$), CS : cube séparateur, M : miroir, CCD : caméra CCD, APD : photodiode à avalanche, SA : analyseur de spectre.

1.5.3 Fondamentaux de la théorie des cavités étendues

L'étude expérimentale des VECSEL a nécessité une étude théorique des cavités étendues : stabilité, taille des faisceaux, dimensions possibles des cavités. Ces lasers possédant une cavité externe, ils sont plus difficiles à aligner, car toute poussière ou faible désalignement entraîne des pertes supplémentaires dans la cavité, et donc une augmentation du seuil laser voire une impossibilité à le faire laser. C'est pour cette raison que nous avons réalisé des simulations numériques afin de connaître les régions paramétriques qui nous permettent un alignement plus facile et qui regroupent les caractéristiques de faisceau désirées. Une grande partie des équations qui suivent peuvent être trouvées dans [93].

Les faisceaux qui se propagent dans une cavité laser peuvent être simulés grâce à la théorie des faisceaux gaussiens. Dans l'approximation paraxiale, ils ont une variation spatiale transverse

d'amplitude décrite par l'équation :

$$E(x, y, z) = U(x, y, z).e^{-ik(z-z_0)} \quad (1.19)$$

avec

$$U(x, y, z) = \frac{1}{q(z)}.e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2q(z)}} \quad (1.20)$$

On retrouve la même forme que pour l'onde sphérique paraxiale³ en introduisant un rayon de courbure complexe q . Si l'on sépare $\frac{1}{q(z)}$ en ses parties réelles et imaginaires, on obtient :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{q_r(z)} - i.\frac{1}{q_i(z)} \quad (1.21)$$

d'où :

$$U(x, y, z) = \frac{1}{q(z)}.e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2q_r(z)}}.e^{-k\frac{x^2+y^2}{2q_i(z)}} \quad (1.22)$$

La variation transverse quadratique imaginaire (terme en q_r) apparaît comme le front de phase quadratique d'une onde sphérique classique dont le rayon de courbure est égal à $q_r(z)$. On pourra donc adopter la notation conventionnelle : $q_r(z) = R(z)$.

La variation quadratique réelle (terme en q_i) apparaît comme un profil gaussien d'amplitude. On définit la demi-largeur à $\frac{1}{e}$ du profil gaussien d'amplitude par w (il représente également la demi-largeur à $\frac{1}{e^2}$ du profil d'intensité) :

$$\frac{k}{2q_i(z)} = \frac{1}{w^2(z)} \quad (1.23)$$

et donc :

$$\frac{1}{q_i(z)} = \frac{2}{kw^2(z)} = \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (1.24)$$

La courbure complexe de l'onde s'écrit donc :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (1.25)$$

On peut exprimer $w(z)$ de la façon suivante :

$$w(z) = w_0.\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (1.26)$$

3. $E(x, y, z) = A(z).e^{ikz}.e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2R}}$, avec une amplitude A dépendant de z et R le rayon de courbure de l'onde sphérique.

où w_0 correspond à la valeur minimale de $w(z)$, calculée en $z = 0$: on la nomme “waist”, ou col du faisceau. z représente la distance entre le col du faisceau et la position du point considéré selon l’axe de propagation, et r celle entre le centre du col et l’extrémité du faisceau dans le plan transverse à l’axe de propagation (voir Fig.1.22).

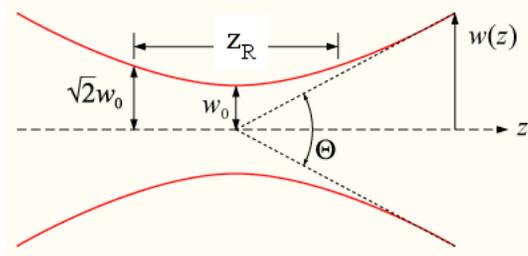


FIGURE 1.22: Paramètres de la théorie des faisceaux gaussiens.
(Θ est l’angle de divergence du faisceau)

Une mesure utile de la divergence du faisceau est la distance au bout de laquelle la surface transverse (définie par le cercle de diamètre $2.w$) double ; cette distance, appelée distance de Rayleigh est déduite de l’équation 1.26 :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{1.27}$$

Ainsi, plus le faisceau est petit, plus cette longueur de Rayleigh sera petite et donc plus importante sera la divergence.

On pose :

$$q(z) = z + i.z_R \tag{1.28}$$

ce qui nous donne :

$$R(z) = z(1 + (\frac{z_R}{z})^2) \tag{1.29}$$

Si l’on connaît le rayon de courbure R et la taille du faisceau w en un point z , on peut décrire complètement l’onde gaussienne.

On définit également $\zeta(z)$ le délai longitudinal de la phase de l’onde, appelé phase de Gouy, comme :

$$\zeta(z) = \arctan(\frac{z}{z_R}) \tag{1.30}$$

Cette équation va nous permettre de calculer l’écartement entre modes transverses se propageant dans les cavités.

Les lois de propagation des faisceaux gaussiens peuvent être exprimées au moyen d’une matrice ABCD comme celle utilisée pour tracer les rayons en optique géométrique. A la différence près que les variables subissent une transformation bilinéaire complexe :

$$q' = \frac{A.q + B}{C.q + D} \quad (1.31)$$

Chaque élément optique possède sa propre matrice ABCD et il suffit de les multiplier entre elles pour obtenir la matrice de propagation de l'ensemble [4, 5]. Si la position et le diamètre du col d'un faisceau sont connus, on peut calculer la valeur de q à cet endroit, puis utiliser la relation bilinéaire ABCD pour calculer q en tout autre point.

Nous définissons donc les matrices suivantes :

Matrice de propagation sur une distance z :

$$M_{prop} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Matrice de passage d'une lentille de focale f :

$$M_{lent} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Matrice due à la réflexion sur un miroir de rayon de courbure R :

$$M_{miroir} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

Pour le miroir plan, $R \rightarrow \infty$ donc le coefficient [2,1] de la matrice tend vers 0, et on a :

$$M_{miroirplan} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

La matrice aller-retour dans la cavité M_{AR} prend la forme suivante :

$$M_{AR} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

A partir de cette matrice nous pouvons étudier plusieurs caractéristiques de la cavité.

Stabilité de la cavité : Pour qu'une cavité soit stable, il faut que le faisceau se reboucle sur lui-même au bout d'un certain nombre d'aller-retour.

Mathématiquement, cela se traduit par une condition de stabilité applicable à toute cavité : $-1 < \frac{A+D}{2} < 1$ ou plus généralement,

$$stab = \frac{|A + D|}{2} < 1 \quad (1.37)$$

La cavité sera d'autant plus stable que ce facteur est petit.

Configuration auto-imageante : La matrice aller-retour nous renseigne sur l'état du faisceau intracavité après son aller-retour dans la cavité. Les coefficients B et C nous renseignent sur la diffraction et la courbure du front de phase respectivement.

Ainsi, si M_{AR} est équivalente à une matrice unité ($B = C = 0$), le faisceau reviendra à son point de départ avec la même image et le même profil de phase : on dit alors que la cavité est auto-imageante, elle s'image elle-même après un aller-retour. Or d'après le paragraphe précédent,

$$stab = \frac{|A + D|}{2} = \frac{2}{2} = 1 \quad (1.38)$$

et par conséquent, cette cavité n'est pas stable.

Néanmoins, pour l'apparition des structures transverses, un faisceau qui revient identique à lui-même après un aller-retour est très utile. En effet, lorsque la cavité est presque auto-imageante, une faible nonlinéarité est nécessaire pour compenser la faible valeur de la diffraction et ainsi faire apparaître des structures localisées. De plus, cette configuration correspond à une cavité à nombre de Fresnel élevé. Par conséquent, les cavités ont été alignées en s'approchant le plus possible de cette configuration, ce qui a permis un contrôle de la diffraction dans la cavité, comme il sera démontré plus tard au paragraphe 2.1.1.

Le col du faisceau w_0 à l'entrée de la cavité, soit au niveau du miroir pompé : Il est donné par la matrice calculée précédemment et le coefficient de stabilité :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{|B|}{\sqrt{1 - stab^2}}} \quad (1.39)$$

Il correspond à la taille du mode fondamental du laser au niveau du milieu à gain. La connaissance de ce diamètre est très utile car le diamètre du faisceau de pompe doit lui être supérieur pour pomper efficacement et faire laser la cavité.

Le graphique présenté en Figure 1.23 (a) représente l'évolution de w_0 en fonction de la longueur de cavité L et de la distance entre milieu à gain et lentille d_1 dans une cavité comme celle présentée dans la partie (b) de cette même Figure. Tout ce qui est bleu foncé est instable.

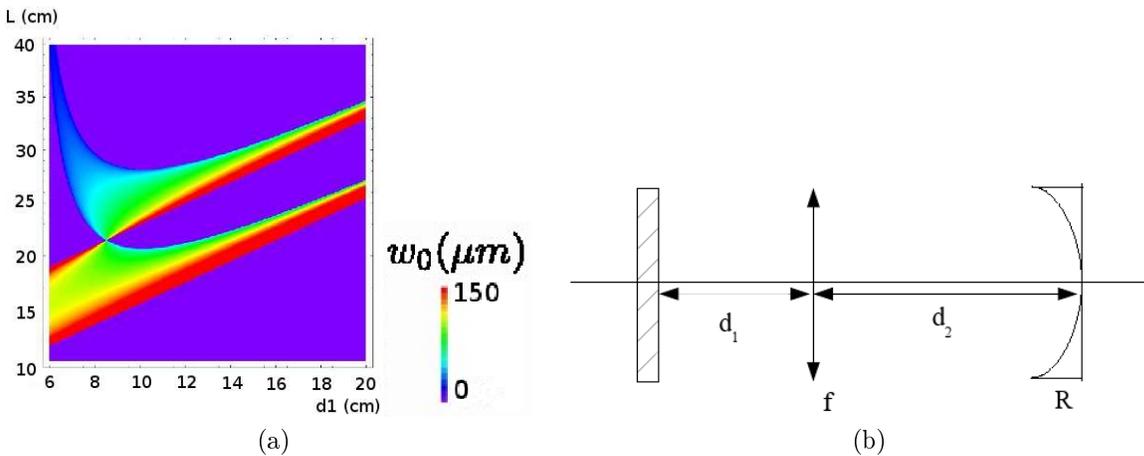


FIGURE 1.23: Exemple de simulation de col de faisceau dans une cavité étendue.
(a) Evolution de w_0 en fonction de L et d_1 , (b) Cavité simulée.

On voit clairement apparaître un croisement entre des cols de tailles très grandes (rouge) et très petites (bleu) (avec $d_1 \sim 8,5\text{cm}$ et $L \sim 21\text{cm}$), qui détermine la position auto-imageante : le col y est indéterminé, ce qui déstabilise la cavité, car il y a dégénérescence de tous les modes gaussiens quelque soit leur ordre.

Taille du faisceau dans la cavité : A partir de l'équation 1.39, on peut connaître la taille du faisceau en n'importe quel endroit de la cavité ; pour cela il nous faut connaître la matrice de propagation du faisceau.

Soit une cavité composée de deux lentilles et de deux miroirs plan (le demi-VCSEL est symbolisé par un miroir plan) (Fig.1.24) :

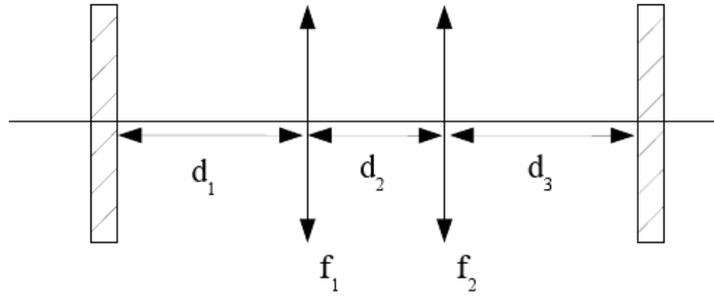


FIGURE 1.24: Dessin de la cavité.

Sa matrice aller-retour s'écrit :

$$M_{AR} = M_{miroir} \cdot M_{prop}(d_1) \cdot M_{lent}(f_1) \cdot M_{prop}(d_2) \cdot M_{lent}(f_2) \cdot M_{prop}(d_3) \cdot M_{miroir} \cdot M_{prop}(d_3) \cdot M_{lent}(f_2) \cdot M_{prop}(d_2) \cdot M_{lent}(f_1) \cdot M_{prop}(d_1) \quad (1.40)$$

Le calcul de la matrice de propagation du faisceau en fonction de la distance z parcourue se fait en plusieurs étapes :

si on regarde à une distance z comprise entre d_1 et $d_1 + d_2$, la matrice de propagation dépend de la distance parcourue et du passage de la lentille de focale f_1 :

$$M_{prop}(d_1 < z < d_1 + d_2) = M_{prop}(z - d_1) \cdot M_{lent}(f_1) \cdot M_{prop}(d_1) \quad (1.41)$$

En faisant de même avec toutes les sections de la cavité :

Aller :

entre le miroir d'entrée et la lentille de focale f_1 :

$$0 < z < d_1$$

entre les deux lentilles :

$$d_1 < z < d_1 + d_2$$

entre la lentille de focale f_2 et le miroir de sortie :

$$d_1 + d_2 < z < d_1 + d_2 + d_3$$

Retour :

entre le miroir de sortie et la lentille de focale f_2 :

$$d_1 + d_2 + d_3 < z < d_1 + d_2 + 2 \cdot d_3$$

entre les deux lentilles :

$$d_1 + d_2 + 2 \cdot d_3 < z < d_1 + 2 \cdot d_2 + 2 \cdot d_3$$

entre la lentille de focale f_1 et le miroir d'entrée :

$$d_1 + 2 \cdot d_2 + 2 \cdot d_3 < z < 2 \cdot d_1 + 2 \cdot d_2 + 2 \cdot d_3$$

on peut donc associer précisément une matrice ABCD à chaque plan transverse de la cavité de cote z .

Nous avons utilisé ce résultat pour calculer la valeur de la taille du faisceau en n'importe quel point de la cavité, grâce à cette formule issue de la théorie sur les faisceaux gaussiens⁴ :

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{\{A_{M_{prop}(z)}\}^2 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 \cdot w_0^4} \cdot \{B_{M_{prop}(z)}\}^2} \quad (1.42)$$

On peut ensuite tracer l'allure du faisceau dans la cavité et suivre l'évolution de sa taille lors de sa propagation (Fig.1.25) :

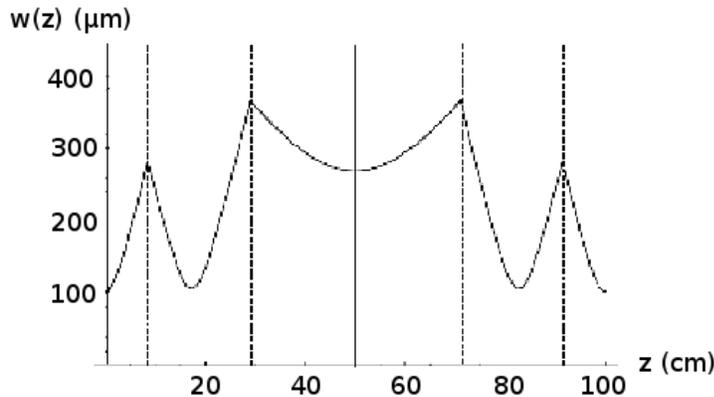


FIGURE 1.25: Evolution du col du faisceau au cours d'un aller-retour dans la cavité.

Les lentilles sont symbolisées par les traits en pointillés, tandis que le miroir est marqué par le trait plein ($z = 0$ et 100cm correspond au milieu à gain, $z = 50\text{cm}$ au miroir de sortie). Les paramètres sont les suivants : $d_1 = 8.5\text{cm}$, $d_2 = 20.5\text{cm}$, et $d_3 = 21\text{cm}$ (donc $L = 50\text{cm}$) et $f_1 = 5\text{cm}$ et $f_2 = 10\text{cm}$.

4. La matrice de propagation de la taille du faisceau dans la cavité s'écrit comme suit :

$$M_{prop}(z) = \begin{pmatrix} A_{M_{prop}(z)} & B_{M_{prop}(z)} \\ C_{M_{prop}(z)} & D_{M_{prop}(z)} \end{pmatrix}.$$

Sur cette Figure, les positions des lentilles apparaissent clairement, car il y a changement de variation de taille de faisceau.

Ces simulations ont été réalisées sur Mathematica. Comme la bistabilité nécessite que la taille du faisceau sur le milieu à gain ($z = 0$) soit plus grande que celle sur l'absorbant saturable ($z = L$), pour que celui-ci sature plus vite, ces simulations nous permettent de choisir les bonnes dimensions de cavité pour observer les propriétés (bistabilité, régime pulsé...) qui nous intéressent.

Nombre de Fresnel : Un paramètre très important également est le nombre de Fresnel effectif, comme décrit précédemment (paragraphe 1.3.4). Dans les VECSEL, sa valeur effective se définit selon le carré du rapport le plus petit entre le diaphragme présent dans la cavité et la taille du faisceau le traversant :

$$N_{F_{effectif}} = \text{Min}_z \left(\frac{d(z)}{w(z)} \right)^2 \quad (1.43)$$

où $d(z)$ est le diaphragme dans la cavité [51].

Dans notre cas, le facteur diaphragmant provient soit du faisceau de pompe, soit des lentilles présentes dans la cavité en fonction de la configuration de la cavité. On cherche en fait à avoir un nombre de Fresnel le plus élevé possible, afin que le champ émis par la cavité puisse être formé d'un grand nombre de modes transverses.

1.5.4 Cavités utilisées

Les propriétés détaillées au paragraphe 1.3 nous donnent les caractéristiques à rechercher dans les cavités étudiées.

La bistabilité nécessite l'ajout d'un absorbant saturable dans la cavité, et il est important de pouvoir contrôler les saturations du milieu à gain et de l'absorbant saturable indépendamment. Cela peut être réalisé en modifiant la taille du faisceau laser incident sur chacun des échantillons. De plus, l'épitaxie de puits quantiques ne peut être réalisée que sur une surface plane. Par conséquent, le milieu à gain et l'absorbant saturable doivent être déposés sur deux miroirs plans séparés par au moins une lentille. Enfin, la structuration transverse est stabilisée lorsque le faisceau laser revient presque identique à lui-même après un aller-retour, c'est-à-dire lorsque la configuration est presque auto-imageante et les cavités doivent s'en approcher le plus possible.

Selon J.A. Arnaud [4], la cavité qui présente toutes les propriétés recherchées est la cavité avec deux miroirs plans et deux lentilles, que l'on va nommer cavité de type 4 (Fig.1.26).

Cette cavité est auto-imageante pour certaines combinaisons de ses paramètres. Elle permet en outre de placer un absorbant saturable à la place du miroir de sortie. De plus la présence de deux lentilles dans la cavité permet de modifier la taille des faisceaux sur le milieu à gain et sur l'absorbant saturable de façon presque séparée. Mais elle est particulièrement difficile à aligner car les deux lentilles apportent des pertes supplémentaires dans la cavité.

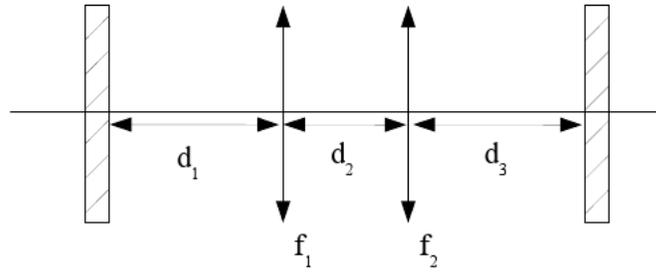


FIGURE 1.26: Cavité de type 4.

Par conséquent, nous avons commencé l'alignement du laser avec une cavité la plus simple possible et nous avons ajouté progressivement des éléments optiques. Cela augmente les pertes dans la cavité, mais nous permet de conserver l'effet laser.

La première cavité alignée sera appelée cavité de type 1 (Fig.1.27) : elle comporte uniquement un miroir plan et un miroir sphérique.

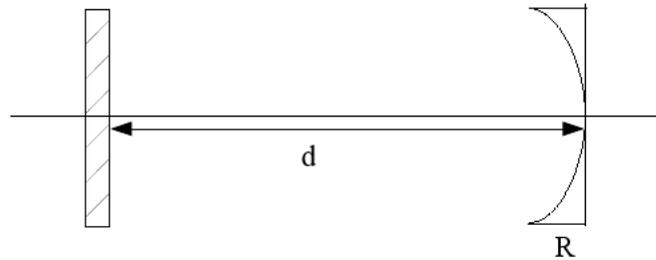


FIGURE 1.27: Cavité de type 1.

Pour l'aligner, il suffit de superposer le faisceau de fluorescence émis par le demi-VCSEL avec le faisceau qui revient après réflexion sur le miroir sphérique. Comme il n'y a que peu de pertes dans la cavité, elle est relativement facile à aligner. Néanmoins, elle ne permet pas l'ajout d'un absorbant saturable intracavité à cause de la courbure de son miroir.

Cette cavité nous sert de point de départ dans l'alignement de la cavité de type 2 (Fig.1.28), qui possède une lentille intracavité.

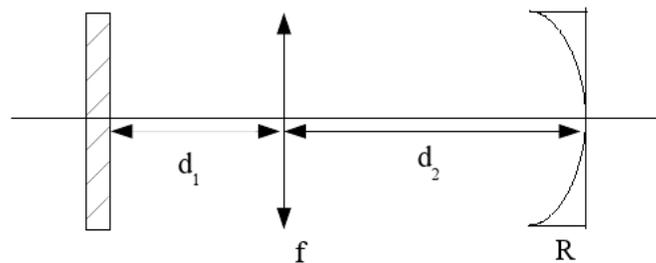


FIGURE 1.28: Cavité de type 2.

Il existe des configurations pour lesquelles une cavité de type 1 et une cavité de type 2 ont même longueur de cavité et sont stables. Par conséquent, il suffit de se placer à ces longueurs

bien déterminées, et d'insérer une lentille à une position qui donne une cavité stable, et l'on peut conserver l'effet laser. Cela nous permet de n'avoir qu'un élément optique à aligner, ce qui rend l'alignement de la cavité plus facile.

Cette cavité admet également une configuration auto-imageante, car elle est équivalente à la cavité de type 4. En effet, au niveau de la propagation, un miroir sphérique est l'analogie d'une lentille collée à un miroir plan. En reprenant les matrices exposées au paragraphe précédent,

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 2z \\ \frac{-1}{f} & 1 - \frac{2z}{f} \end{pmatrix}$$

Soit, si $z \rightarrow 0$,

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

Ce qui correspond à la matrice d'un miroir sphérique, en prenant $R = 2f$:

$$M_{\text{miroir}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix}$$

Malheureusement, elle ne permet pas l'insertion d'un absorbant saturable intra-cavité, à cause de la courbure du miroir de sortie. Néanmoins, son étude nous a donné des renseignements pour mieux comprendre les cavités étendues et la maîtrise des modes transverses (voir paragraphe 2.1.1).

Notre expertise dans le domaine de l'alignement de cavité a permis la mise en place d'un miroir plan, en vue de placer un SESAM dans la cavité. La cavité de type 3 se compose donc d'une lentille et de deux miroirs plans (Fig.1.29). L'alignement a été rendu possible grâce à des configurations où une cavité de type 2 et une cavité de type 3 ont la même distance d_1 miroir plan-lentille : ainsi, nous n'avons de nouveau qu'un seul élément optique (miroir courbe => miroir plan) à aligner pour retrouver l'effet laser.

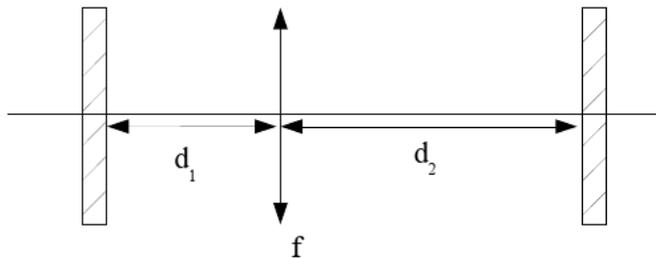


FIGURE 1.29: Cavité de type 3.

Cette cavité est inversante, c'est-à-dire qu'après un aller-retour, l'image est inversée, et ce n'est qu'au bout de deux aller-retour, qu'elle revient identique à elle-même. Cet inconvénient n'affecte que les motifs hors-axe non-symétriques, qui vont donc être différents au bout d'un aller-retour, mais identiques au bout de deux aller-retour... Mais il est possible en théorie d'observer des structures localisées sur l'axe ou à symétrie centrale qui seraient invariantes dès le premier aller-retour.

Enfin, par la même méthode utilisée jusqu'à présent, soit l'insertion d'un seul élément optique à la fois dans la cavité, il est possible d'aligner la cavité de type 4 et ainsi obtenir le regroupement de toutes les propriétés recherchées.

1.5.5 Optimisation des simulations

Nos simulations à base de matrices ABCD décrivant un modèle relativement simple, il a fallu faire quelques améliorations au cours de ma thèse afin qu'elles s'ajustent un peu plus à ce que l'on voit expérimentalement. En effet, l'épaisseur des lentilles et la puissance de la pompe sur l'échantillon ont une influence notable sur notre système, ce qui induit des différences entre les simulations réalisées et ce qui est observé expérimentalement.

Lentille épaisse : Les lentilles simulées dans le formalisme ABCD sont considérées comme infiniment minces et on ne considère qu'une interface qui focalise ou défocalise le faisceau. Or, en fonction de la focale utilisée, l'épaisseur de la lentille peut ne plus être négligeable. Il faut alors transformer la matrice simplifiée de lentille mince (Fig.1.30) :

$$M_{lent} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

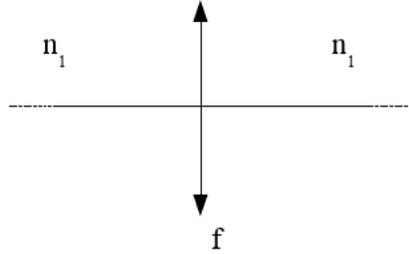


FIGURE 1.30: Lentille mince.

en une matrice de lentille épaisse :

$$\begin{aligned} M_{lent} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2-n_1}{n_1 R_1} & \frac{n_2}{n_1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1-n_2}{n_2 R_2} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{l(n_1-n_2)}{n_2 R_1} & l \frac{n_1}{n_2} \\ -\frac{(n_1-n_2)(l(n_1-n_2)+n_2(R_1-R_2))}{n_1 n_2 R_1 R_2} & \frac{l(-n_1+n_2)n_2 R_2}{n_2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.45)$$

avec l , n_1 , n_2 , R_1 et R_2 définis dans la Figure 1.31.

Dans notre cas, $n_1 = 1$, $n_2 = 1,50687$ (indice du BK7), et l , R_1 et R_2 définissent la lentille utilisée (voir Annexe).

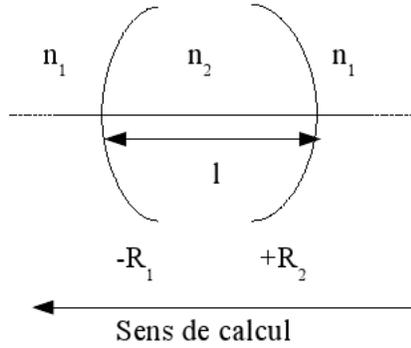


FIGURE 1.31: Lentille épaisse.

Cela nous a permis de corriger nos simulations, et comme on peut le voir sur les graphiques présentés à la Figure 1.32, les résultats peuvent être significativement différents dans certaines configurations. En effet, la taille du faisceau au niveau du milieu à gain ($z = 0$) double pour passer de $40\mu\text{m}$ sans effet de lentille à $85\mu\text{m}$ avec effet de lentille. Cela entraîne une modification notable de la gamme de stabilité de la cavité qui se rapproche plus de ce qui est observé expérimentalement.

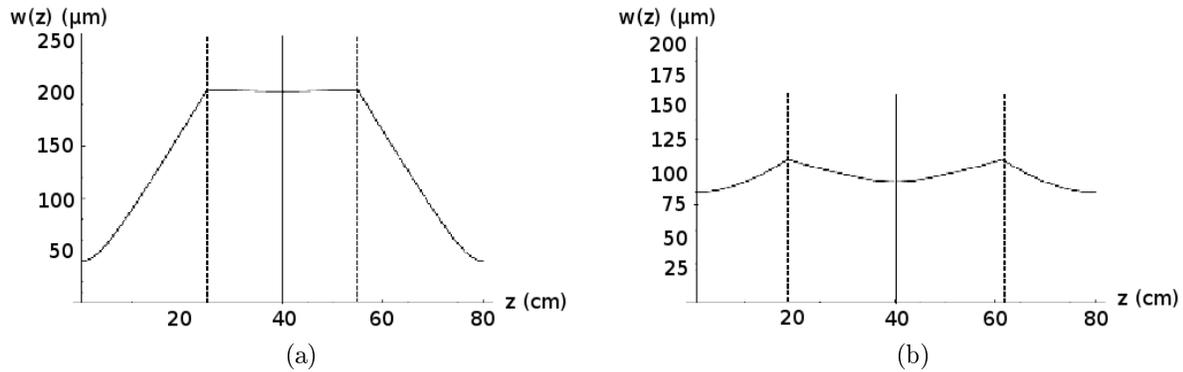


FIGURE 1.32: Evolution du col du faisceau avec la propagation.

(a) Lentille mince de focale $f = 2.54\text{cm}$, (b) Lentille épaisse plan-concave $f = 2.54\text{cm}$ (référence KPX043 voir les caractéristiques en annexe). $d_1 = 2.5\text{cm}$, $d_2 = 1.5\text{cm}$ et $L = 4\text{cm}$.

Lentille thermique - Lentille de porteurs : On sait que le faisceau de pompe entraîne une augmentation de la température de l'échantillon et par là même entraîne une modification notable des indices des différentes couches le constituant. Cela entraîne la formation d'une lentille ("thermique" si son effet n'est dû qu'à la chaleur apportée par la pompe ou "de porteurs" si son effet est dû à l'arrivée massive de porteurs issus de la pompe), qui modifie le trajet de la lumière dans la cavité et donc sa stabilité. Cela a été mis en évidence expérimentalement lorsque les gammes de stabilité étaient différentes de celles prévues dans les simulations. Ce facteur n'était pas pris en compte dans nos simulations et par conséquent le besoin s'est fait sentir d'étudier plus en profondeur ce phénomène.

Etude préliminaire : Cette étude consiste en la comparaison entre les gammes de stabilité expérimentales de deux cavités différentes et les gammes de stabilité simulées en fonction d'un paramètre lié à la courbure du miroir d'entrée (représentant le demi-VCSEL).

Nous avons commencé par modifier la cavité comme suit :

nous avons remplacé le demi-VCSEL (Fig.1.33 (a)) de matrice :

$$M_{miroirplan} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

par un demi-VCSEL doté d'un rayon de courbure R_{th} ajustable dépendant des conditions d'excitation. Sa matrice s'écrit :

$$M_{miroir} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R_{th}} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

avec $R_{th} > 0$ (Fig.1.33 (b)) ou $R_{th} < 0$ (Fig.1.33 (c)) et modifié arbitrairement pour que les simulations s'approchent des données expérimentales.

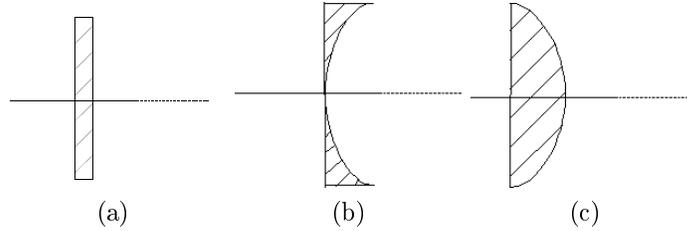


FIGURE 1.33: Effet de la pompe.

- (a) Demi-VCSEL sans effet de la pompe, et avec effet de la pompe : rayon de courbure (b) positif et (c) négatif.

Pour une puissance de pompe donnée, une étude de stabilité a été réalisée pour deux cavités différentes : une cavité de type 3 et une cavité de type 2.

Dans le premier cas (Fig.1.34), la longueur entre le milieu à gain et la lentille a été fixée à $d_1 = 4,8cm$, la focale est $f = 3,81cm$ et taille du faisceau de pompe est $r_p = 110\mu m$. Nous avons fait varier la longueur totale L de la cavité et noté à quelle position L_{min} le laser s'éteignait, c'est-à-dire où la cavité perdait sa stabilité. D'autre part, nous avons simulé la variation du col du faisceau w_0 au niveau du demi-VCSEL en fonction du rayon de courbure R_{th} et de la longueur de cavité L . Nous avons ensuite reporté la longueur de cavité L_{min} sur ce graphique. Par croisement de ces deux données, il est possible de trouver la valeur de R_{th} dans notre cavité : $R_{th} \simeq -2cm$.

Nous avons fait de même avec la cavité de type 2 (Fig.1.35) : sa longueur totale est fixée à $L = 23,1cm$, et nous avons fait varier la distance d_1 entre le milieu à gain et la lentille. La focale est $f = 3,81cm$ et taille du faisceau de pompe est $r_p = 110\mu m$. La gamme de stabilité trouvée expérimentalement a été reportée sur un graphique issu de simulations montrant la variation du col du faisceau w_0 au niveau du demi-VCSEL en fonction du rayon de courbure R_{th} et de la distance d_1 . En procédant comme précédemment, nous avons trouvé : $R_{th} \simeq -0,6cm$.

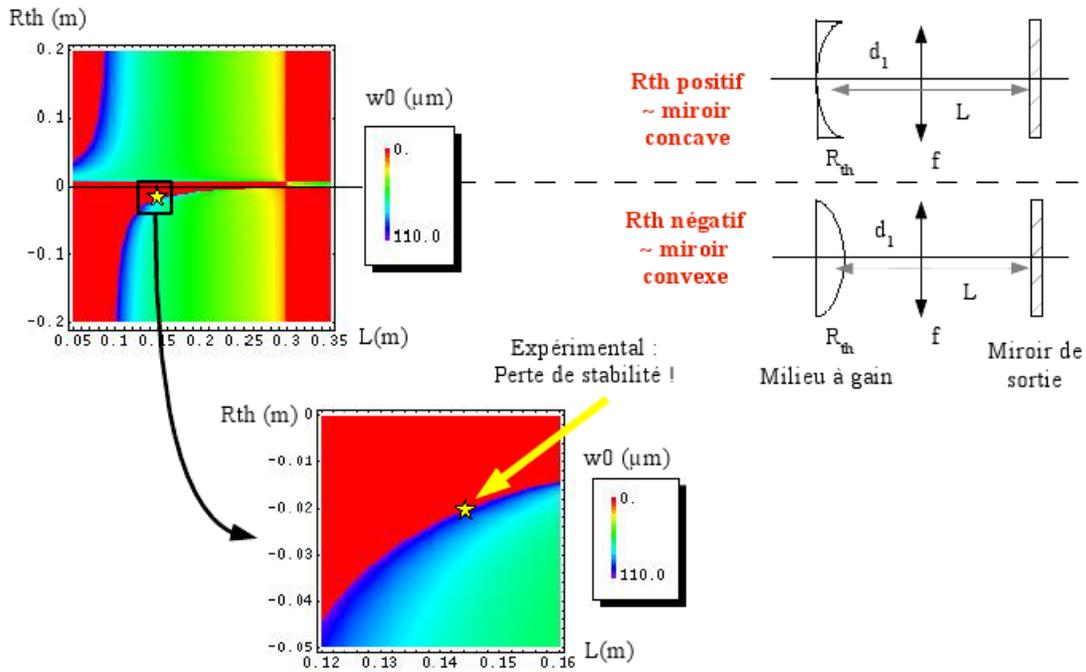


FIGURE 1.34: Etude de stabilité dans la cavité de type 3.

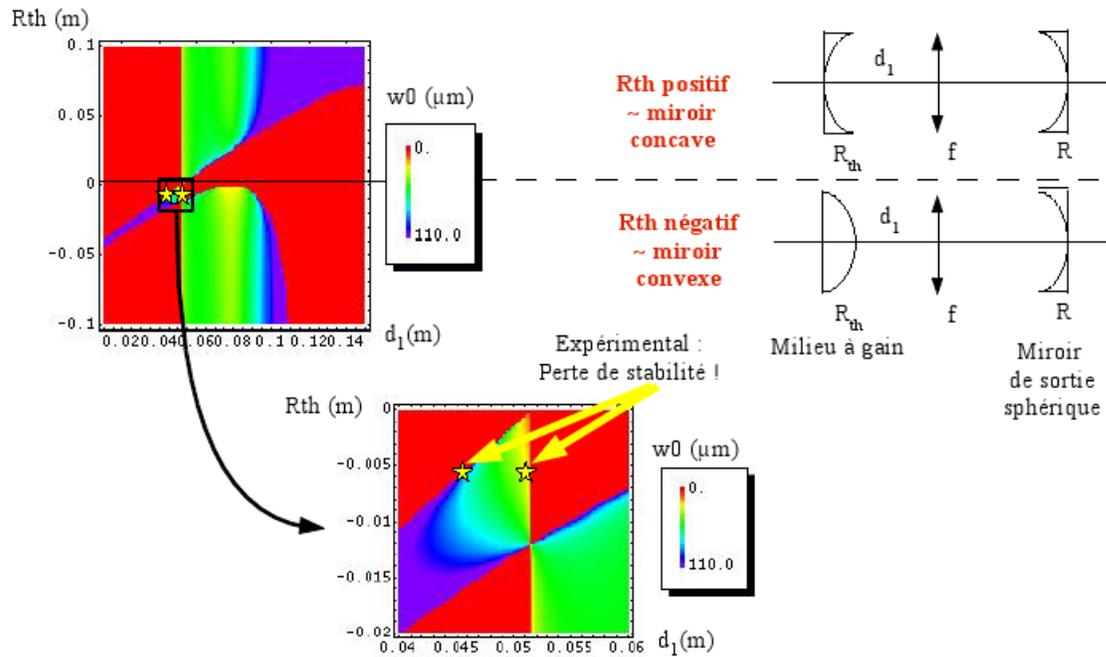


FIGURE 1.35: Etude de stabilité dans la cavité de type 2.

Nous obtenons deux manifestations indirectes de la convexité du milieu à gain due à l'excitation par la pompe.

L'excitation d'un milieu à gain par pompage optique met en jeu deux effets qui contribuent différemment à la variation d'indice de la structure : l'effet thermique et l'effet de l'injection de

porteurs. Le résultat final résulte d'une compétition entre ces deux tendances. Il est courant de lire dans la littérature [17, 55, 57, 58, 68] que l'effet de lentille créé par la pompe est un effet de courbure positive, c'est-à-dire $R_{th} > 0$. On parle alors de lentille thermique. Notre résultat, qui montre que $R_{th} < 0$, indique que l'effet de la chaleur apportée par la pompe, entraînant une concavité des surfaces pompées, a un effet moins important que l'effet des porteurs, qui entraîne une convexité des surfaces (les porteurs créent en effet une dépendance négative de l'indice avec la puissance de pompe). Cela nous confirme que les dissipateurs de chaleur sont très efficaces .

Ces données ne nous permettent pas de déterminer précisément la puissance de pompe nécessaire pour générer une courbure donnée. Par conséquent, nous avons effectué une étude plus précise.

Etude quantitative Nous avons réalisé une étude visant à déterminer plus précisément les variations d'indice avec la puissance de pompe et la température soit $\frac{dn}{di_p}$ et $\frac{dn}{dT}$ respectivement, afin de les intégrer dans nos simulations et ainsi faciliter l'alignement des cavités.

Le principe de cette étude repose sur la comparaison entre des spectres d'émission expérimental et simulé : la courbe expérimentale est un spectre de fluorescence d'un échantillon demi-VCSEL, tandis que la courbe simulée est obtenue grâce à la théorie de H.Benisty [13, 14]. En faisant varier la température à puissance de pompe constante, et la puissance de pompe à température constante, on obtient une déformation des spectres d'émission se traduisant principalement par un décalage en longueur d'onde. Une variation similaire peut être obtenue en modifiant l'indice des différentes couches constituant les structures dans les simulations. Ainsi, si l'on parvient à superposer les deux courbes (expérimentale et simulée), il nous est possible de trouver la variation d'indice relative à une variation de la puissance de pompe $\frac{dn}{di_p}$ et relative à une variation de température $\frac{dn}{dT}$.

Vérification de l'efficacité de la méthode à i_p et T fixées

La méthode développée dans [13, 14] repose sur l'idée que le spectre de fluorescence émis par une source comprise dans une structure planaire est égal au produit de l'émission de la source par un facteur de cavité lié à la structure. I.Sagnes a effectué la croissance de l'échantillon Gas150, uniquement constitué d'un puits quantique (sans cavité), qui a été précédemment décrit dans le paragraphe 1.5.1. Cet échantillon nous a permis de mesurer le spectre d'émission de notre source, pour une température et une puissance de pompe données ($T = 14^\circ C$, $i_p = 10A$), mesure que nous avons effectuée dans les mêmes conditions pour l'échantillon demi-VCSEL MOR5209. Parallèlement, des simulations d'émission de structures demi-VCSEL ont été réalisées, selon une démarche que j'expose ici et qui est symbolisée dans la Figure 1.36.

On calcule les réflectivités et transmissions au niveau du miroir de Bragg (r_2, t_2) et au niveau de la couche de confinement d'AlAs (r_1, t_1) à l'aide du logiciel Greffec pour les modes TE et TM (voir Fig.1.36). Ensuite on calcule un facteur que j'appellerai K en introduisant la propagation venant d'un point source. Ce facteur représente l'effet dû à la cavité sur le champ émis par la source :

$$K = \frac{|t_1 \cdot e^{i\phi_{t_1}}|^2 \cdot |1 + \sqrt{r_2} \cdot e^{i\phi_{r_2}} \cdot e^{2i\Phi'}|^2}{|1 + \sqrt{r_1} \cdot e^{i\phi_{r_1}} \sqrt{r_2} \cdot e^{i\phi_{r_2}} \cdot e^{2i\Phi}|^2} \quad (1.48)$$

avec ϕ_{r_1} , ϕ_{t_1} et ϕ_{r_2} , ϕ_{t_2} les phases à la réflectivité et à la transmission au niveau de la source

respectivement côté air et côté Bragg. Et avec :

$$\Phi' = 2kz \cos \theta \quad (1.49)$$

et

$$\Phi = 2kL \cos \theta \quad (1.50)$$

les angles θ étant les angles internes d'émission et $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$. Un calcul différent doit être effectué pour le mode TE et le mode TM, et pour chaque point source présent dans notre structure. Dans notre cas, les points sources sont les cinq puits quantiques qui composent le milieu à gain de MOR5209. Il faut donc faire la moyenne sur les modes TE et TM ainsi qu'une moyenne sur les différents points source afin d'obtenir le facteur de cavité global.

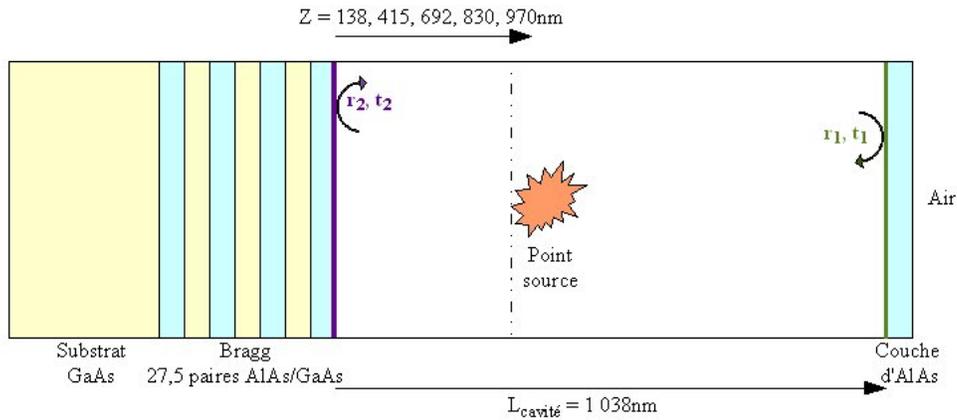


FIGURE 1.36: Cavité simulée.

Prenons pour commencer le cas d'une émission détectée à 0° d'angle (mode TE et TM confondus). On fait donc la moyenne des K pour tous les points source et on obtient la Figure 1.37 (a). Une fois obtenu ce facteur K, il faut le multiplier par l'intensité émise par la source uniquement. Le spectre de fluorescence utilisé se trouve sur la Figure 1.37 (b).

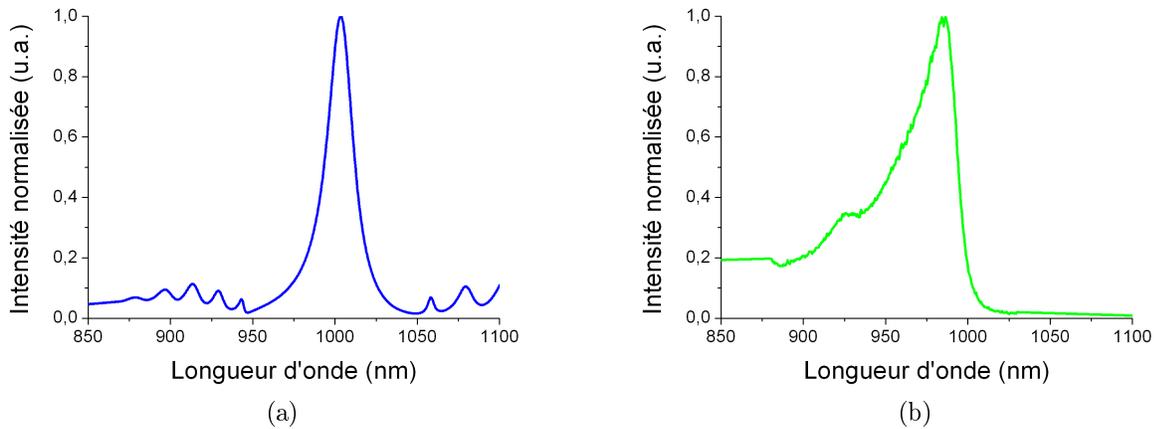


FIGURE 1.37: (a) Moyenne simulée des facteurs K. (b) Spectre expérimental de l'échantillon Gas150.

Lorsque l'on multiplie ces deux courbes, on doit obtenir l'intensité émise par la cavité. En effet, si l'on compare les deux courbes présentes sur la Figure 1.38, on observe un bon accord entre la courbe simulée en rouge et la courbe expérimentale en noir.

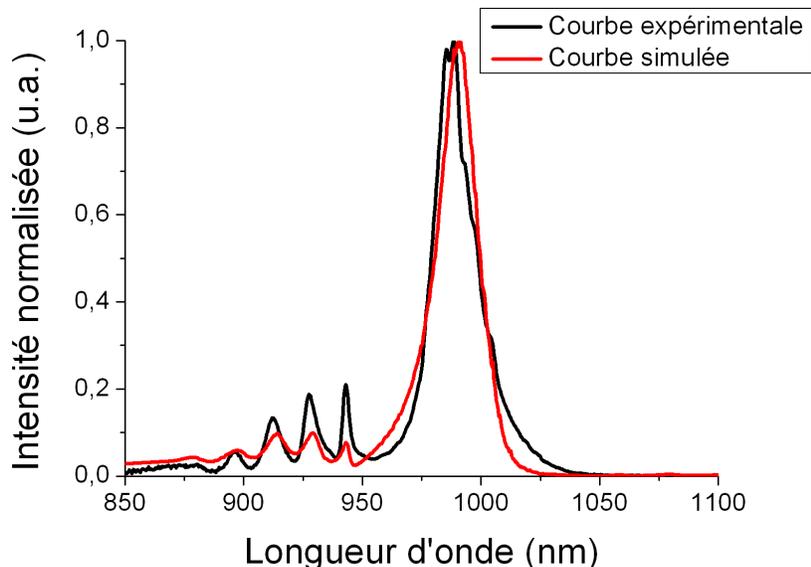


FIGURE 1.38: Comparaison des spectres d'émission expérimental (noir) et simulé (rouge).

On retrouve sur la courbe simulée les petits pics sur la gauche qui proviennent de l'effet de cavité et le pic de gain est bien représenté (quoique légèrement décalé vers la droite par rapport à la courbe expérimentale).

Cela valide notre vérification et nous pousse à continuer notre étude.

Utilisation de la méthode pour différentes i_p et T

Pour effectuer l'étude à différentes puissances de pompe et températures, nous avons commencé par mesurer des spectres de fluorescence des échantillons demi-VCSEL MOR5209 et à puits quantique Gas150 dans différentes conditions expérimentales :

- à $i_p = 10A$ fixée, variation de la température de $12^{\circ}C$ à $30^{\circ}C$.
- à $T = 14^{\circ}C$ fixée, variation de la puissance de pompe de $8A$ à $40A$.
- à $T = 14^{\circ}C$ et $i_p = 10A$ fixées, variation de l'angle de détection de la fluorescence.

Cette dernière mesure, à température et puissance de pompe constante, révèle que les spectres d'émission du demi-VCSEL (Fig.1.39 (a)) se déplacent selon le cosinus de l'angle interne de détection, tandis que ceux de l'échantillon Gas150 (Fig.1.39 (b)) ne se déplacent pas du tout. Cet effet de déplacement avec l'angle de détection est uniquement dû à la cavité résonante et cela a ainsi permis de confirmer qu'il n'y a aucun effet de cavité dans l'échantillon Gas150.

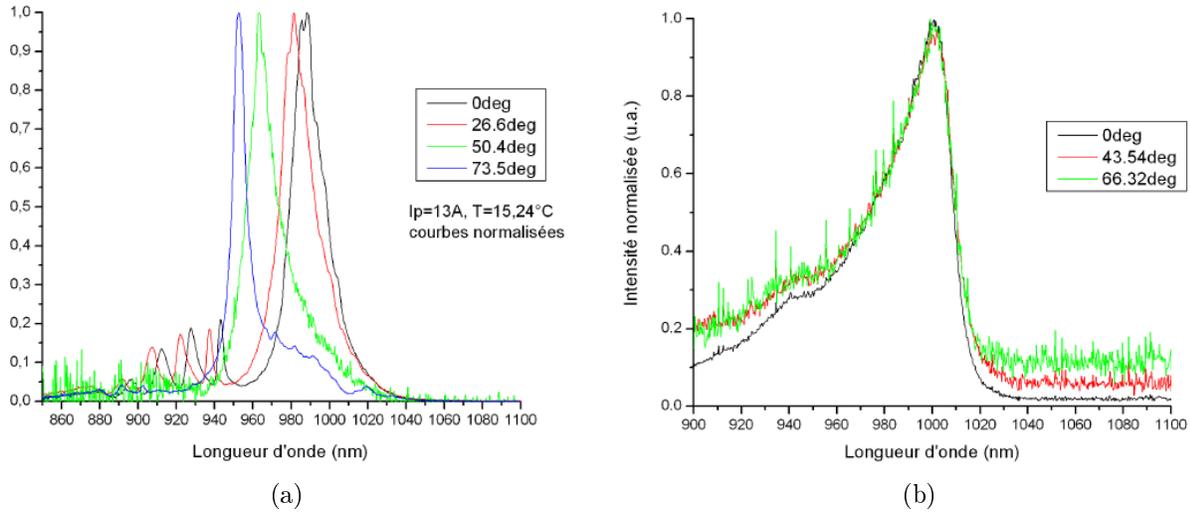


FIGURE 1.39: Variation de l'angle de détection de l'émission.
 (a) MOR5209, (b) Gas150.

Les deux autres types de mesures effectuées ont permis de déterminer les déplacements en longueur d'onde des spectres d'émission en fonction de la température et de la puissance de pompe. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 1.2.

	$\frac{d\lambda}{dT}$	$\frac{d\lambda}{di_p}$
demi-VCSEL MOR5209	+0.069nm/°C	-0.101nm/A
Puits quantique Gas150	+0.193nm/°C	+1.085nm/A

TABLE 1.2: Variations des spectres d'émission avec T et i_p .

Les décalages observés dans les courbes de fluorescence sont dus dans le premier cas à la seule variation de la température, tandis que dans le deuxième cas ils sont dus à l'effet des porteurs et à l'effet de la température. Par conséquent, la démarche logique consisterait à ajuster les courbes simulées avec les courbes en ΔT , afin d'en extraire la variation d'indice avec la température $\frac{dn}{dT}$, puis de faire la même chose avec les courbes en Δi_p . On aura alors la variation d'indice avec la puissance de pompe $\frac{dn}{di_p}$, qui se compose des deux effets. Il suffit alors de comparer les deux dépendances $\frac{dn}{dT}$ et $\frac{dn}{di_p}$, afin d'avoir une estimation de l'effet des porteurs sur la structure.

Mais l'ajustement avec comme seul paramètre variable l'indice de réfraction des couches est assez complexe, car les indices des différentes couches varient différemment en fonction du matériau qui les constituent et de la distance à la surface (où la pompe est maximale). Ce calcul n'a pour le moment pas été finalisé.

Nous avons donc effectué une étude de l'effet de la pompe sur le demi-VCSEL qui sert de milieu à gain au VECSEL. Ceci nous a appris plusieurs choses : que l'effet de la pompe sur la

structure est non-négligeable dans certaines configurations et que l'indice de réfraction global de la structure diminue lorsque l'on augmente cet effet. Les résultats obtenus lors de l'étude quantitative sont très encourageants, mais ils nécessitent un approfondissement.

Afin de mieux ajuster nos simulations aux observations expérimentales, nous avons également ajouté un effet dit de "lentille épaisse" pour prendre en compte la variation d'indice due au passage dans chaque lentille.

En conclusion, toutes les notions expliquées dans ce chapitre vont servir de base aux réalisations expérimentales qui vont être décrites dans les chapitres suivants. Le prochain chapitre concerne l'étude des lasers à solitons de cavité en régime continu.

Chapitre 2

Laser à soliton de cavité continu

Le laser à soliton de cavité continu, émettant des structures localisées bistables de taille très réduite et de forte intensité dans un plan transverse à son axe de propagation constitue une recherche passionnante pour qui est intéressé par des applications dans le domaine du traitement de l'information tout-optique. Dans les lasers à semiconducteurs, plusieurs propriétés doivent être regroupées afin de permettre l'apparition de solitons de cavité : un grand nombre de modes transverses (un nombre de Fresnel élevé) qui nous mène à une structuration transverse, soit la capacité à s'auto-organiser dans le plan transverse du résonateur ; une configuration de cavité où diffraction et courbure peuvent être contrôlées (cavité quasi auto-imageante), ainsi que de la bistabilité, permettant d'écrire et d'effacer le(s) soliton(s).

Nous avons réalisé différentes études en vue d'obtenir un laser à soliton de cavité en régime continu. Tout d'abord, nous avons étudié la structuration spatiale dans les cavités VCSEL-SA et VECSEL : une étude sur la structure modale transverse des VECSEL nous a permis de montrer qu'il existe une équivalence, au sens des propriétés transverses, entre un VECSEL proche d'une configuration auto-imageante et un VCSEL de faible épaisseur (paragraphe 2.1.1). Nous avons ensuite étudié plus en profondeur l'auto-organisation transverse et l'apparition de motifs périodiques (paragraphe 1.3.2). Puis nous avons recherché des régimes de bistabilité, condition nécessaire à l'obtention des solitons de cavité (paragraphe 2.2). Notre étude préliminaire sur les structures transverses et leur modalité d'apparition nous a guidé vers la découverte de structures localisées bistables doubles et simples, ces dernières ayant pu être écrites et effacées grâce à un faisceau d'écriture (paragraphe 2.3).

2.1 Structuration transverse

2.1.1 Vers la cavité auto-imageante

Qu'advient-il au niveau du plan transverse lorsque l'on se rapproche d'une configuration auto-imageante ? Pour essayer d'obtenir une réponse, nous nous sommes placés loin du point auto-imageant dans le diagramme de stabilité et nous avons modifié les distances afin de s'en approcher [43]. Nous avons réalisé une cartographie des différents comportements transverses.

Le graphique de la Figure 2.1 décrit l'évolution du col du faisceau en fonction de la distance milieu à gain - lentille d_1 et de la longueur de cavité L définie comme $L = d_1 + d_2$ (voir la cavité de type 2 à la Figure 1.28). Tout ce qui est blanc représente des zones de cavités instables.

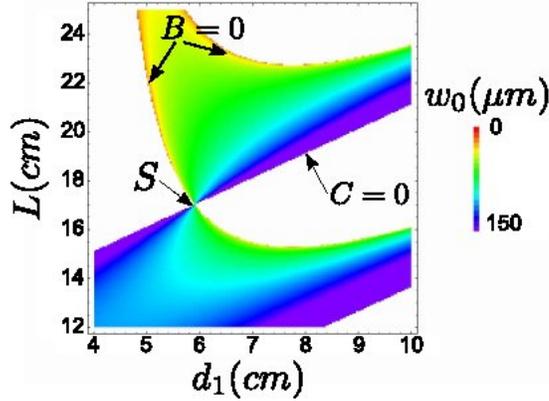


FIGURE 2.1: Evolution du col w_0 en fonction des distances d_1 et L .

On peut voir trois zones présentant des propriétés intéressantes :

- la zone où le col est très large (en violet), et donc où le nombre de Fresnel est très petit (car la taille du faisceau de pompe sur le milieu à gain reste identique), peut être décrite par une matrice aller-retour dont le coefficient C est nul, ce qui correspond à une cavité dont le front de phase est plan. Par conséquent, il y a conservation de la courbure du front d'onde après un aller-retour.

- la zone où le col est très étroit (en rouge) présente un nombre de Fresnel très élevé, presque infini, et peut être décrit par une matrice aller-retour dont le coefficient B est nul, ce qui correspond à une cavité sans diffraction. Par conséquent, il y a conservation de la taille du mode fondamental après un aller-retour.

Au croisement de ces deux zones se trouve la configuration auto-imageante (notée S sur la figure), instable car présentant un état de dégénérescence où toutes les valeurs de col sont permises. Afin de comprendre ce qui se passe lorsque l'on se rapproche de cette configuration au niveau des modes pouvant se propager dans la cavité, nous nous sommes placés dans l'échantillon MOR5209 près de la zone de diffraction nulle (et de nombre de Fresnel élevé) et nous nous en sommes approchés (Fig.2.2).

Nous pouvons tout d'abord remarquer que lorsque le nombre de Fresnel est faible, le seul mode qui se propage est le mode fondamental gaussien, similaire en champ proche et en champ lointain. Puis quand on diminue d_1 , c'est-à-dire quand on approche la lentille du milieu à gain tout en gardant la longueur de cavité constante, le champ lointain se complexifie et passe d'une structure à motifs axiaux d'ordre faible à une structure annulaire hors axe avec des modulations azimuthales. Cela correspond au passage d'une configuration à faible nombre de Fresnel vers une configuration à grand nombre de Fresnel. En ce qui concerne les images en champ proche, lorsque l'on rapproche la lentille du milieu à gain, on observe que la structure de champ devient de plus en plus complexe et contient des structures de plus en plus fines. On observe donc que lorsque l'on augmente le nombre de Fresnel, le champ lointain présente une structure annulaire dont le diamètre augmente avec le nombre de Fresnel tandis que le champ proche est une structure complexe composée de points brillants. On peut donc dire que l'émission hors-axe est favorisée à grand nombre de Fresnel (il n'y a plus aucune émission sur l'axe). Un tel comportement a été prédit théoriquement [65] et observé expérimentalement [27] dans des structures VCSEL à large surface. Néanmoins, la structure en question ici est un VECSEL avec de nombreux modes

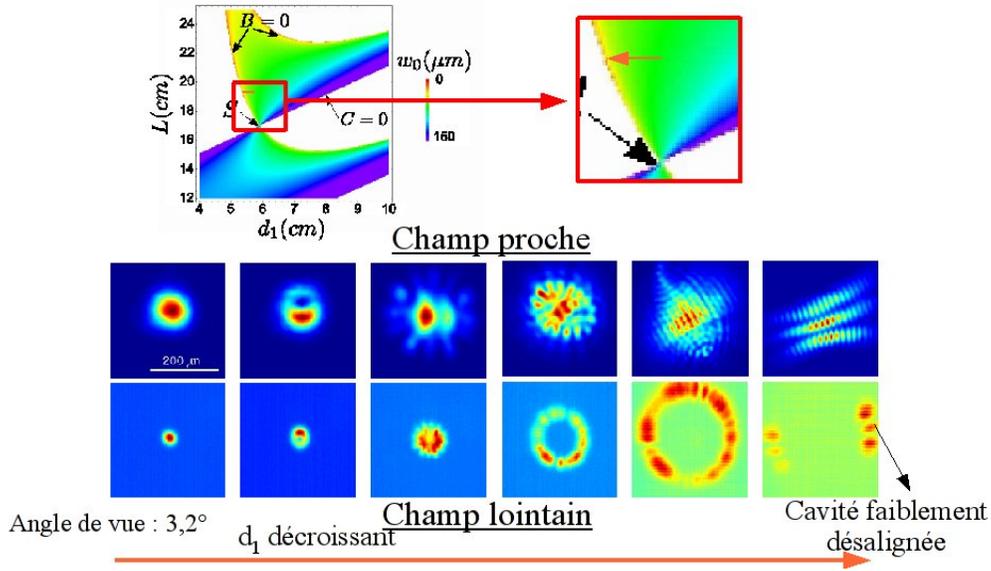


FIGURE 2.2: Evolution des champs proche et lointain en augmentant le nombre de Fresnel.

longitudinaux. Ce que l'on peut dire est que l'émission sur l'axe des modes de cavité dont la fréquence est plus grande que celle du maximum de gain sont en compétition permanente avec l'émission hors-axe des modes de l'autre côté de la courbe de gain. Néanmoins, comme ces modes ont plus de gain, ils parviennent à s'imposer et à supplanter les modes sur l'axe. Dans ce contexte, la structure annulaire peut être analysée comme une superposition d'ondes planes penchées, équitablement possibles dans la gamme des orientations. Cette interprétation est renforcée lorsque l'on désaligne faiblement la cavité : la symétrie circulaire du système est brisée et l'on retrouve des structures de champs identiques à celles observées dans des systèmes aux conditions de bords carrés [80, 46] (Fig.2.3).

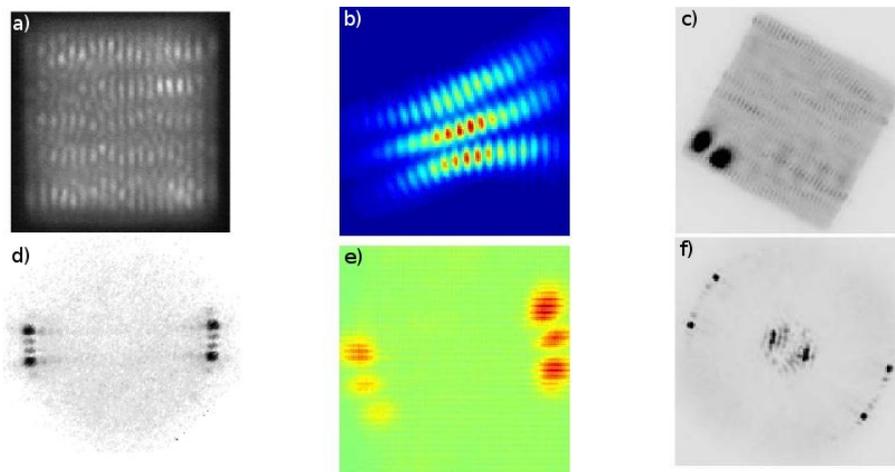


FIGURE 2.3: Comparaison de nos résultats avec des VCSEL à conditions de bords carrés.

a), b), c) : Champs proches. d), e), f) : Champs lointains.

a) et d) issus de [46], c) et f) issus de [80].

Nous avons donc l'évolution, dans un système dont on modifie très légèrement les paramètres, d'une description en termes de modes transverses gaussiens vers une description en termes d'ondes planes.

On peut remarquer également que l'on observe le même comportement si l'on garde la lentille fixe et que l'on change la longueur totale de cavité.

Par conséquent, si l'on considère les cavités du point de vue des modes transverses, un VECSEL en configuration auto-imageante et un VCSEL sans épaisseur sont équivalents. Si l'on se décale de cette position d'une distance d , on se retrouve avec un VECSEL proche de l'auto-imagerie équivalent avec un VCSEL d'épaisseur d tout en gardant le même nombre de Fresnel ! Cela est illustré par la Figure 2.4. Ce résultat est très important car il justifie notre choix d'utiliser des VECSEL : l'équivalence du point de vue transverse avec un VCSEL rend possible l'observation de solitons de cavité dans des régimes de paramètres similaires.

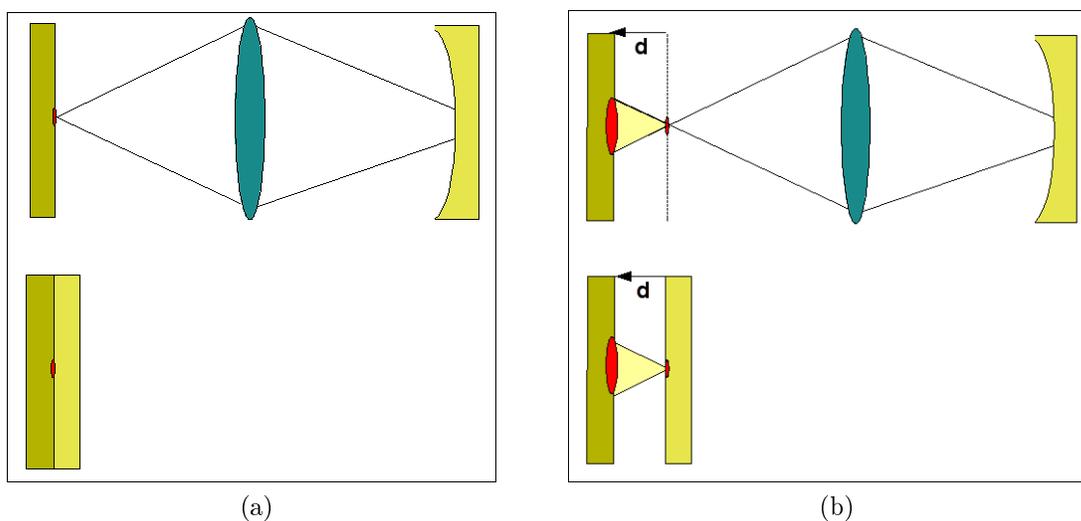


FIGURE 2.4: Equivalence VECSEL-VCSEL.

(a) Cavité auto-imageante VECSEL équivalente à une cavité VCSEL sans épaisseur (cas non-physique), (b) Cavité presque auto-imageante VECSEL (éloignée d'une distance d de la cavité auto-imageante) équivalente à une cavité VCSEL d'épaisseur d .

Analyse spectrale

Pour essayer de mieux comprendre l'évolution dans la complexité des motifs, nous nous sommes intéressés au spectre de puissance RadioFréquence (RF) de l'intensité totale du laser. Cette mesure nous donne en fait des informations sur le battement intermodes du laser. Comme dit précédemment au paragraphe 1.3.4, pour chaque mode longitudinal de la cavité on peut associer une famille de modes transverses, dont la séparation est donnée par la phase de Gouy (équation 1.30) accumulée lors de la propagation dans la cavité. Dans le cas général, loin des limites de stabilité de la cavité, l'espacement entre modes longitudinaux est du même ordre de grandeur que l'espacement entre modes transverses. Néanmoins, quand la diffraction disparaît, l'espacement intermodes transverses se rapproche de zéro et la cavité devient infiniment dégénérée.

Les spectres RF sont obtenus par acquisition d’une séquence sur un oscilloscope digital de bande passante 6GHz et en calculant le spectre de puissance associé. Les mesures sont effectuées près du seuil laser avec une pompe impulsionnelle afin d’éviter le plus possible le phénomène de lentille thermique. En combinant plusieurs spectres obtenus pour différentes configurations de cavité, nous avons obtenu la carte représentée sur la Figure 2.5. Elle a été réalisée pour une longueur de cavité fixe, en variant la distance d_1 .

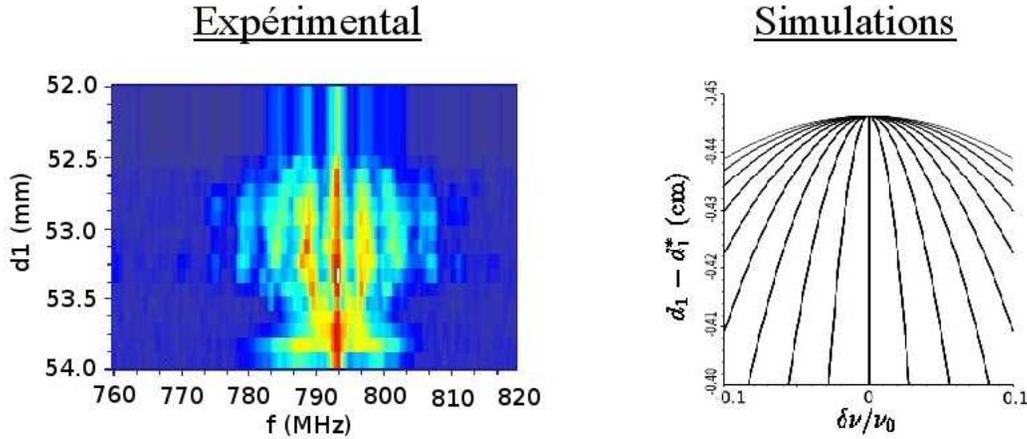


FIGURE 2.5: Spectres RF expérimental et simulé.

Le pic central près de 793 MHz résulte du battement des modes longitudinaux et nous permet de calculer la longueur de cavité assez précisément. La gamme de d_1 représentée couvre un ensemble complet de configurations allant du mode fondamental gaussien ($d_1 = 54mm$) au motif en forme de fleur le plus large. La structure du pic est complexe : quand le nombre de Fresnel est faible, un seul pic est visible. Mais quand la lentille est amenée vers des configurations où le nombre de Fresnel devient élevé, le pic s’élargit et des modes satellites assez proches apparaissent. L’espace intermode décroît comme prévu lorsque l’on s’approche d’une cavité dégénérée.

Bien qu’une analyse plus approfondie donnerait un résultat plus précis, on peut déjà avoir une vision assez claire de ce qui se passe par une analyse relativement simple : si l’on considère que les fréquences des modes du laser ne sont que faiblement différentes de celles des modes d’une cavité froide, nous pouvons tracer le spectre de battement de modes des modes transverses correspondant au cas linéaire lorsque l’on varie la position de la lentille. La fréquence des différents modes transverses peut être extraite de la phase de Gouy, directement calculée par les matrices ABCD ($\zeta = \arccos(\frac{A+D}{2})$ d’après [40]). Le spectre des battements est simulé en prenant en compte le battement de modes transverses appartenant à plusieurs familles de modes longitudinaux. En principe, le nombre de modes à prendre en compte est lui-même fonction de la position de la lentille d_1 mais nous l’avons pris constant ici pour simplifier. On observe un bon accord entre les spectres expérimental et simulé. En particulier, les fréquences de battement se regroupent et convergent vers une seule fréquence quand on approche de la situation à grand nombre de Fresnel, ce que l’on peut observer dans le résultat expérimental et qui est relié dans le plan transverse à l’apparition des structures.

En conclusion nous avons montré la transformation et la sélection de la structure transverse émise par un VECSEL avec une lentille intracavité : d’une structure de mode transverse gaussien,

le champ évolue vers une configuration décrite en terme d'une combinaison d'ondes planes.

2.1.2 Structuration transverse

Le contrôle du nombre de modes dans une cavité VECSEL étant démontré, cela soulève d'autres questions au sujet de la structuration transverse. Comme il a été expliqué au chapitre 1, l'instabilité de modulation ou instabilité de Turing a besoin de non-linéarités pour apparaître. Or dans certaines configurations, on a observé de la structuration transverse de type Turing dans des systèmes lasers avec et sans absorbant saturable. Les résultats de ces études sont exposés dans ce paragraphe.

Nous avons fait l'étude de la cavité de type 3 sans absorbant saturable avec le demi-VCSEL Gas238, en fixant $d_1 = 6,3cm$ et $L = 10,4cm$, et en prenant une lentille plan-convexe de focale $f = 2,54cm$, dont la convexité est orientée vers le milieu à gain. Les images de la Figure 2.6 représentent l'intensité du champ lointain émis par le laser, dont on a pris le logarithme afin d'augmenter le contraste. Le champ visuel est de $1,15^\circ$, la pompe est en mode impulsif de durée $500\mu s$, et de période $9,2ms$. La température de consigne de l'élément Peltier est fixée à $15^\circ C$.

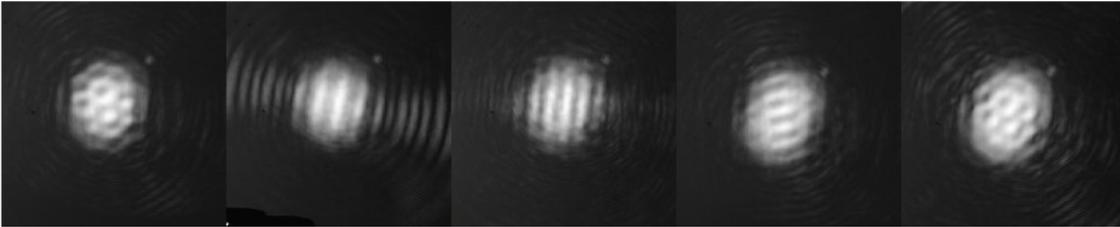


FIGURE 2.6: Intensités des motifs périodiques dans un système laser sans absorbant saturable, affichées en échelle logarithmique.

de gauche à droite : $P_p = 4.92W, 5.14W, 5.14W, 5.78W, 6.21W$.

Il a été observé qu'en variant la puissance de pompe, des motifs transverses apparaissent, la structure transverse passant d'un nid d'abeille, à des rouleaux verticaux, puis horizontaux et enfin à des hexagones. Par conséquent on retrouve bien les mêmes motifs d'auto-organisation optique que ceux observés dans les simulations et décrits au chapitre 1.

Des motifs similaires ont été observés dans une cavité de type 3 avec l'échantillon demi-VCSEL Gas125 et l'absorbant saturable rapide Gas90 (Fig.2.7). Ici, $d_1 = 5,9cm$, $L = 15,5cm$, et la lentille a une focale $f = 3,81cm$.

Par conséquent l'instabilité de Turing est observable aussi bien dans des systèmes laser avec absorbant saturable que sans. Il semble que la nonlinéarité apportée par le milieu à gain soit suffisante pour générer de l'instabilité de modulation. Toutefois la bistabilité n'est observable que dans des systèmes avec absorbant saturable, c'est pourquoi la suite de cette étude est réalisée avec des VECSEL avec SESAM ou des VCSEL avec absorbant saturable intégré.

2.1.3 Agrégats de structures localisées

Les images présentées dans le paragraphe 1.3.2 nous montrent qu'en théorie (voir la Figure 1.3), les motifs observés dans le paragraphe précédent peuvent être proches, du point de vue des

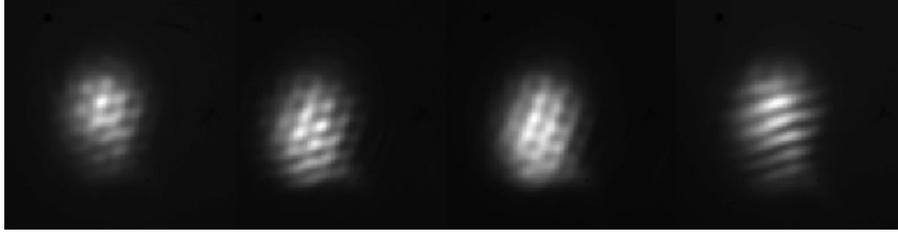


FIGURE 2.7: Intensités des motifs périodiques dans un système laser avec absorbant saturable, affichées en échelle linéaire.

$$I_p = 25Acw, \text{ déplacement sur l'échantillon.}$$

paramètres à notre disposition, des solitons de cavité. Malheureusement, il nous a été impossible d'en voir dans les VECSEL. Par contre, les VCSEL-SA présentent des agrégats, ou clusters, de structures localisées qui sont présentées dans la Figure 2.8. On y voit des agrégats de deux à cinq structures, chacune ayant une largeur à mi-hauteur de $10\mu m$ environ, et séparées les unes des autres d'une distance de $\sim 7\mu m$. Le comportement temporel de l'agrégat de deux structures va être étudié au paragraphe 2.3.2, car il présente un cycle de bistabilité. D'autre part, l'agrégat de cinq structures sera étudié plus en détail dans le chapitre suivant au paragraphe 3.7.1, car il présente un comportement impulsionnel très intéressant.



FIGURE 2.8: Agrégats de structures localisées.

La structuration spatiale ne constitue qu'un des paramètres à maîtriser pour réussir à réaliser un laser à soliton de cavité ; l'autre paramètre majeur est la bistabilité, qui va être étudiée dans le paragraphe suivant.

2.2 Bistabilité sans structuration spatiale

La présence de deux états bistables étant une condition nécessaire pour l'apparition des solitons de cavité, la recherche de la bistabilité a constitué une partie très importante de mon travail de thèse.

Nous avons pu observer de la bistabilité dans des cavités étendues avec absorbant saturable, sans qu'il y ait structuration du champ en un point localisé. Bien que cela ne nous approche pas de notre but, cela nous a permis d'acquérir des connaissances sur la bistabilité et sur ses conditions d'apparition.

Nous sommes parvenus à observer de la bistabilité dans des cavités étendues (Fig.2.9) : cavité de type 3 avec absorbant saturable rapide Gas90 et avec $d_1 = 5,6\text{cm}$, $L = 15,6\text{cm}$, une lentille plan-convexe de focale $f = 3,81\text{cm}$ (convexité orientée vers le milieu à gain). Cette configuration nous donne une cavité avec un nombre de Fresnel relativement faible $N_F \sim 6$ et un col de faisceau plus grand sur le SESAM que sur le milieu à gain. Cela signifie que le milieu à gain va saturer avant le SESAM et donc ne permet pas l'apparition d'un régime impulsionnel régulier.

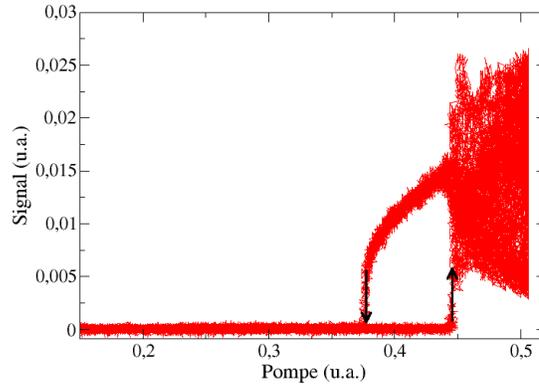


FIGURE 2.9: Bistabilité dans une cavité de type 3.

On observe que lorsque le laser démarre, il n'est pas stable mais oscille de façon non-régulière autour de son niveau supérieur. Lorsque la puissance de pompe est diminuée, il se stabilise dans la branche haute pour finalement s'éteindre brutalement pour une valeur de pompe plus faible que celle du démarrage du laser.

Nous avons également observé de la bistabilité dans une cavité de type 4 (Fig.2.10), mais le domaine de bistabilité était beaucoup plus étroit et par conséquent moins stable que celle observée dans la cavité de type 3.

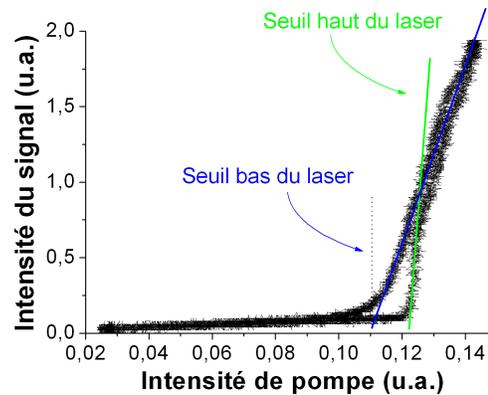


FIGURE 2.10: Bistabilité dans une cavité 4.

Il s'agit ici d'une cavité avec absorbant saturable Gas91 et avec $d_1 = 8,5\text{cm}$, $d_2 = 20,5\text{cm}$,

et $d_3 = 1,1cm$, ce qui fait une longueur de cavité $L = 15,6cm$, avec des lentilles de focale $f_1 = 5cm$ et $f_2 = 10cm$. Cette configuration nous donne une cavité avec un nombre de Fresnel relativement faible $N_F \sim 5$ et un col de faisceau plus grand sur le SESAM que sur le milieu à gain.

Ces bistabilités ne sont pas associées à des motifs spatiaux particuliers, par conséquent aucune expérience supplémentaire d'écriture-effacement n'a été réalisée.

2.3 Structures localisées bistables

Des structures localisées bistables n'ont été observées que dans les microcavités VCSEL-SA. Elles sont constituées d'un ou de deux points bistables, que l'on a réussi à écrire et effacer à l'aide d'un faisceau laser fin et localisé. La maîtrise de l'apparition de telles structures est importante si l'on envisage d'effectuer du traitement de l'information tout-optique.

Pour toute cette partie, les conditions expérimentales sont les suivantes : échantillon Gas272, taille de la pompe $r_p \sim 70\mu m$, $T \sim 1^\circ C$, $\lambda \sim 977nm$. Lorsque des cycles d'hystérésis sont présentés, le système est pompé de façon homogène par une pompe modulée de puissance minimale $P_p \sim 1,6mW$, d'amplitude $0,3mW$, et de fréquence $1kHz$, sinon, la pompe est constante de puissance $P_p \sim 1,5mW$. Lorsque des expériences d'écriture-effacement sont réalisées, le faisceau d'écriture est de puissance $50\mu W$.

2.3.1 Point unique bistable

L'exploration sur l'échantillon et la variation des paramètres à notre disposition (puissance de pompe, température) nous ont permis d'observer une structure localisée bistable (Fig.2.11 (a), gauche), en forme de point. Lorsque l'on effectue une coupe de cette structure selon des axes vertical et horizontal (Fig.2.11 (a), droite), on remarque que les deux coupes sont identiques, de forme quasi-gaussienne, et de largeur à mi-hauteur $\sim 10\mu m$. Lorsque l'intensité de la pompe est modulée près du seuil laser, le système commute entre un état éteint (le système est uniformément éteint) et un état allumé (un seul point apparaît) avec un cycle d'hystérésis large et très stable dans le temps et par rapport au bruit. On voit bien le cycle de bistabilité sur la Figure 2.11 (b), qui représente l'intensité du signal en fonction de l'intensité de la pompe. Les variations naturelles de température et les vibrations de la salle d'expérimentation ne perturbent que faiblement la stabilité de la structure, nous laissant le temps de l'étudier plus en détail.

Écriture-effacement incohérents par un train d'impulsions

Une commutation entre les états allumé et éteint a été réalisée en excitant localement l'échantillon avec un faisceau d'écriture émis par un laser Ti :Sa et superposé au faisceau de pompe comme décrit au paragraphe 1.4.2.

Le premier essai d'écriture-effacement a été réalisé avec le faisceau d'écriture "non-sélectionné" : le sélectionneur d'impulsions du Ti :Sa laisse passer toutes les impulsions et on obtient un laser de fréquence $80MHz$ et de durée $60ps$.

Comme présenté à la Figure 2.12 (a), l'écriture est réalisée en laissant passer durant un temps t le faisceau d'écriture sur l'échantillon, puis en l'obturant manuellement. De cette façon,

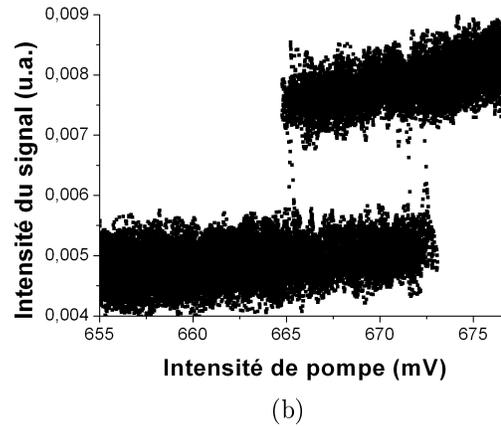
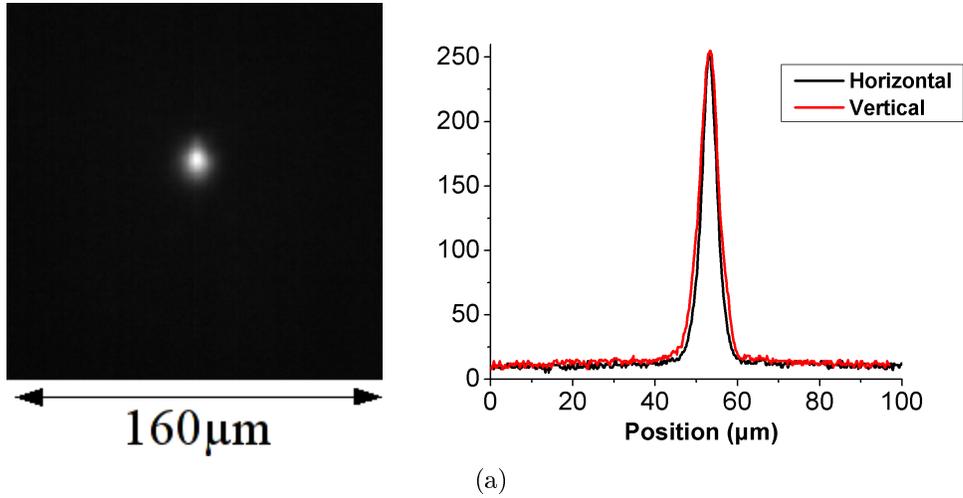


FIGURE 2.11: Point unique bistable.

(a) Image centrée sur le faisceau de pompe et coupes, (b) Cycle de bistabilité.

$\lambda = 977.$, $3nm$, $T \sim 1^\circ C$, $i_p = 655mV$, amplitude = $10mV$, fréquence de répétition = $1kHz$.

un train d'impulsions de durée $\sim 1,5s$ arrive sur le VCSEL, ce qui l'amène dans son état allumé. La coupure du faisceau d'écriture n'affecte pas le système qui reste dans son état allumé. Deux expériences d'effacement différentes ont été réalisées : tout d'abord, la structure localisée peut s'éteindre lorsque l'on obture manuellement le faisceau de pompe, ce qui remet à zéro tout le système car cela coupe l'alimentation en porteurs. On obtient donc un état éteint stable après retour du faisceau de pompe ; cela démontre que l'état éteint et l'état allumé sont bien bistables pour la même intensité du faisceau de pompe. Cette expérience est présentée dans la partie gauche de la Figure 2.12 (a). Une autre expérience, présentée dans la partie droite de la Figure 2.12 (a), consiste en l'effacement de cette structure localisée par l'envoi d'un train d'impulsions de fréquence $80MHz$. Cette expérience est illustrée par les images de la Figure 2.12 (b), issues d'une vidéo, qui montrent l'envoi du train d'impulsions du faisceau d'écriture (représenté par un faisceau assez large) à $t = 1,0s$, puis son extinction, laissant la structure localisée allumée ($t = 1,6s$ et $t = 3,4s$). L'envoi d'un nouveau train d'impulsions fait redescendre le système dans son état éteint et on retrouve à $t = 4,7s$ la même image qu'à $t = 0$.

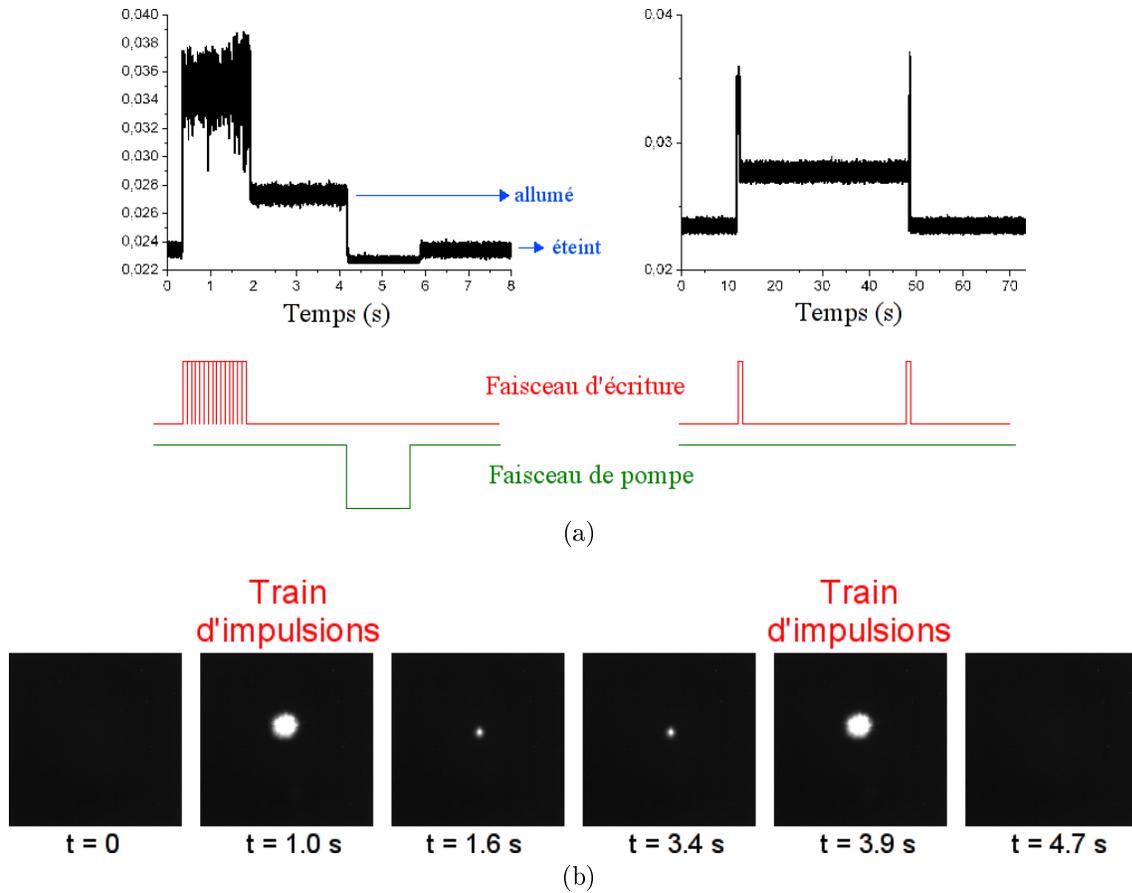


FIGURE 2.12: Ecriture-effacement par un train d'impulsions.

(a) Signaux temporels, (b) Images issues d'une vidéo montrant l'écriture et l'effacement par un train d'impulsions.

La structure localisée peut rester allumée durant un laps de temps très long (au moins 40s, comme démontré dans la Figure 2.12 (a), droite), ce qui prouve la stabilité des états bistables et de la structure localisée ainsi créée. Cet état peut être maintenu tant que les paramètres restent constants et que le bruit (thermique, électrique) est suffisamment faible pour ne pas perturber le signal. Il est à noter que la puissance ainsi que la position du faisceau d'écriture restent identiques lors des processus d'écriture et d'effacement. La durée du train d'impulsions d'écriture ne semblant pas affecter l'efficacité de l'écriture ou de l'effacement, nous nous sommes intéressés à l'effet d'une seule impulsion sur ce système bistable.

Écriture-effacement incohérents par une seule impulsion

L'écriture-effacement par une seule impulsion a également été réalisé : le sélectionneur d'impulsions du Ti :Sa permet de varier la fréquence de répétition du faisceau d'écriture et ainsi d'évaluer jusqu'à quelle cadence on peut écrire et effacer une structure localisée.

Sur la Figure 2.13, des impulsions à une fréquence de $40kHz$ réussissent à allumer et éteindre successivement la structure localisée. Une impulsion de $60ps$ allume la structure, qui reste allumée durant $25\mu s$ jusqu'à l'impulsion suivante qui l'éteint, et le phénomène se répète à chaque

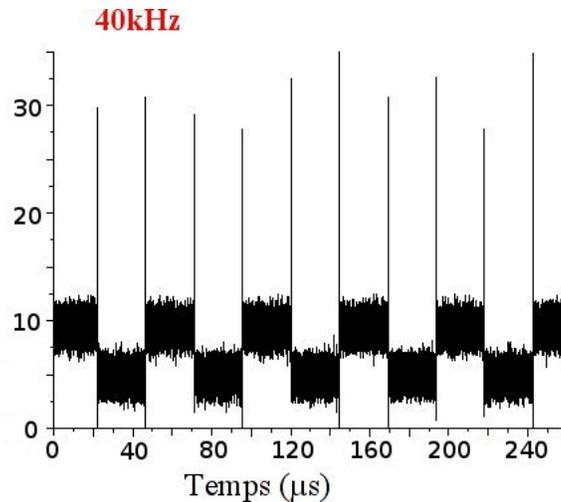


FIGURE 2.13: Ecriture-effacement par une seule impulsion.

nouvelle impulsion.

Il faut souligner qu'une même impulsion permet l'écriture et l'effacement de la structure localisée, avec les mêmes paramètres (durée d'impulsion, puissance, position...), contrairement à d'autres systèmes qui ont besoin de modifier les paramètres du faisceau d'écriture entre les deux processus [39]. Cela sera développé par la suite.

Etudes sur les caractéristiques des commutations

Différentes études ont été réalisées dans le but de mieux comprendre les processus d'écriture et d'effacement de structures localisées : l'effet de la fréquence des impulsions, l'effet des différents paramètres (puissance de pompe et puissance du faisceau d'écriture) sur la statistique des commutations et l'étude des différentes commutations elles-mêmes.

En fonction de la fréquence de répétition des impulsions d'écriture

L'écriture-effacement successif d'une structure localisée a été réalisé pour des fréquences de répétition de l'excitation locale allant de $4kHz$ à la fréquence maximale disponible dans l'expérience soit $80MHz$. La Figure 2.14 présente quatre graphiques, montrant qu'une structure localisée peut être écrite et effacée avec des taux de répétition des impulsions du faisceau d'écriture de $4kHz$, $40kHz$, $800kHz$ et $80MHz$. Cela signifie que la structure localisée est prête à être écrite et effacée toute les $250\mu s$, $25\mu s$, $1,25\mu s$ et $12,5ns$ respectivement.

Il est important de préciser que, par rapport aux démonstrations précédentes effectuées dans des systèmes laser [38, 87], l'écriture et l'effacement sont réalisés ici avec des impulsions très courtes ($60ps$), allant jusqu'à des fréquences de répétition élevées, et avec les mêmes caractéristiques de faisceau : puissance, durée de l'impulsion et position du faisceau d'écriture. Plus explicitement, dans un système avec un réseau externe de contre-réaction [87], l'écriture d'un soliton de cavité est effectuée en envoyant un faisceau sur la position de la structure localisée tandis que l'effacement n'est réalisé qu'en envoyant le faisceau légèrement à côté de cette position. Et dans un système laser mutuellement couplé [38], l'écriture ou l'effacement de l'état

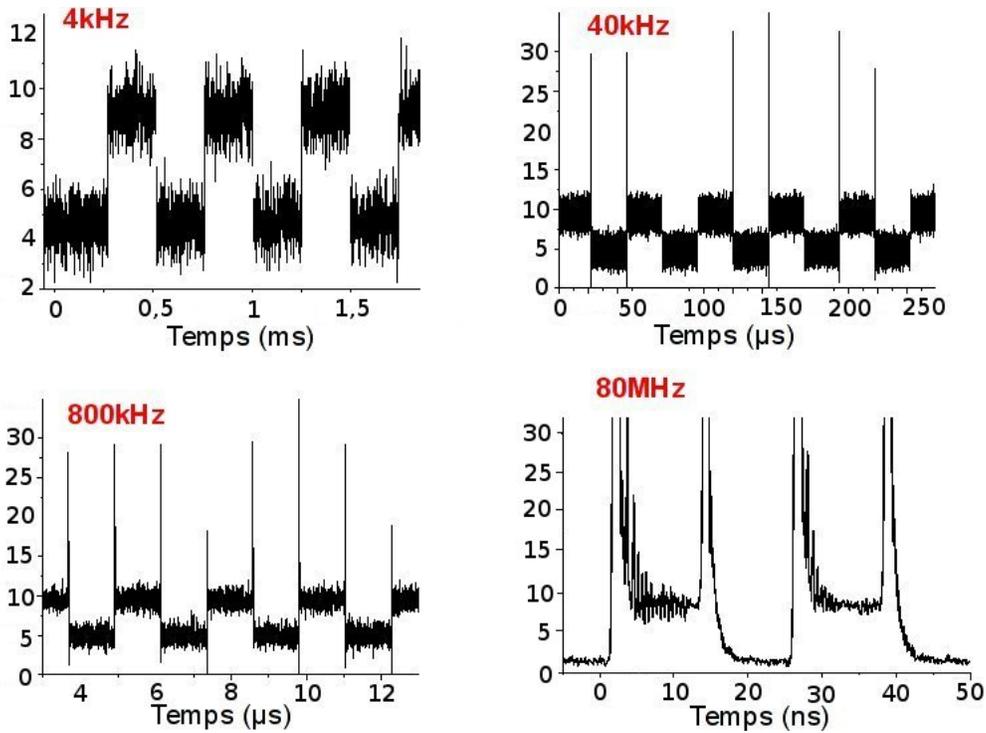


FIGURE 2.14: Variation de la fréquence de répétition des impulsions d'écriture.

localisé est contrôlé par l'énergie de l'impulsion incidente et des durées d'impulsion de plusieurs dizaines de nanosecondes sont nécessaires.

Etude statistique des commutations

Les commutations ne sont pas systématiquement efficaces : il arrive que l'écriture (ou l'effacement) ne s'effectue pas lorsqu'une impulsion est envoyée (Fig.2.15).

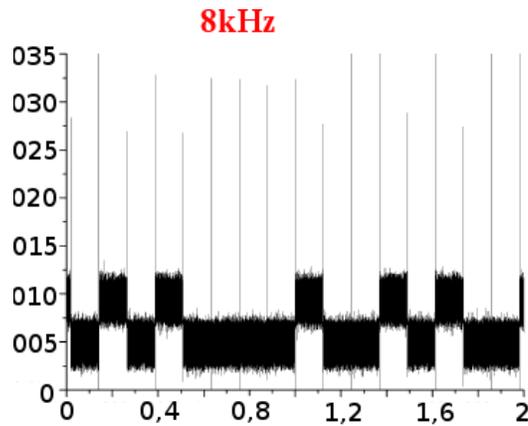


FIGURE 2.15: Ecriture-effacement non systématique.

L'étude statistique des commutations sert à déterminer la durée durant laquelle le système reste dans l'état bas (ou haut) et ainsi, en la comparant à la durée entre impulsions, elle nous permet d'évaluer l'efficacité de la commutation. Elle est effectuée grâce à un oscilloscope : lorsqu'une mesure est effectuée, l'appareil enregistre les temps durant lesquels le signal reste au-dessus d'un certain seuil et les reporte dans un histogramme (Fig.2.16 (a)) avec comme abscisse la durée d'allumage (le même graphique peut être réalisé avec la durée d'extinction ce qui donne un résultat complémentaire).

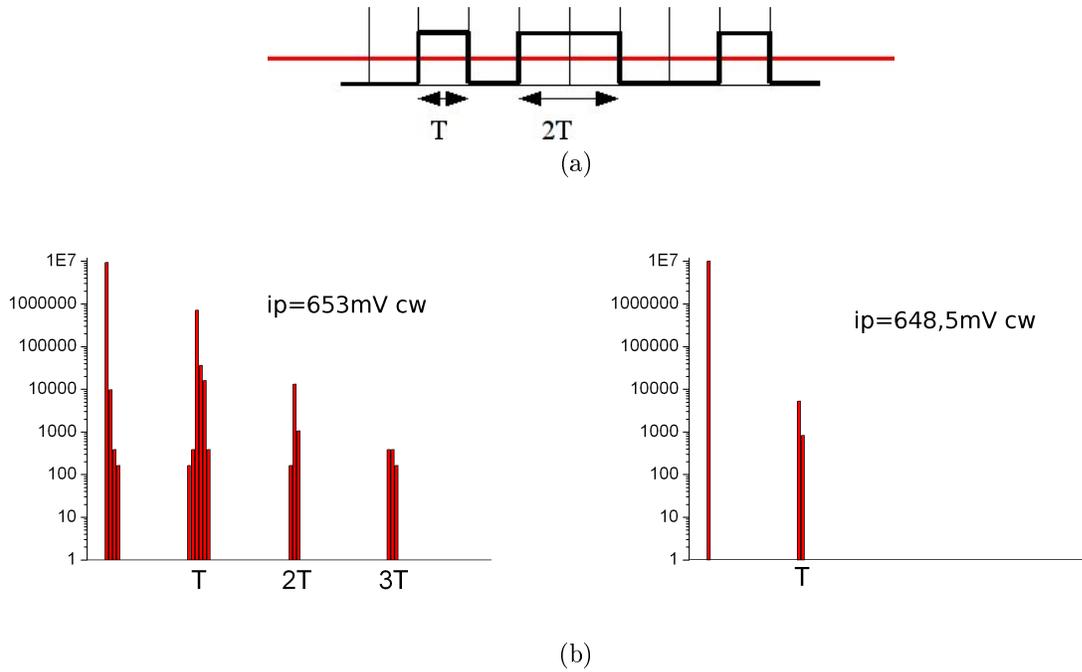


FIGURE 2.16: Etude statistique des commutations.
 (a) Principe de la mesure, (b) Histogrammes des temps de résidence.

L'histogramme présenté dans la partie gauche de la Figure 2.16 (b) permet d'observer que le laser s'allume préférentiellement à des multiples de la période des impulsions, ce qui implique que le système est stable et ne démarre pas sur le bruit. Il est à noter également que le premier pic n'est pas à prendre en considération, car il représente la durée de l'impulsion elle-même. Il nous renseigne néanmoins sur le nombre d'écritures ratées. Ces commutations ratées peuvent être dues au bruit thermique ou électrique présent dans notre montage expérimental. Pour des paramètres quelconques, les écritures et effacements ne sont pas toujours successifs et donc de nombreux processus d'écriture ou d'effacement échouent. Par contre, si l'on choisit un peu mieux les paramètres, on obtient l'histogramme présenté dans la partie droite de la Figure 2.16 (b) : on peut arriver à n'observer qu'un seul pic centré à T ce qui signifie que les écritures-effacements sont successifs dans leur grande majorité. L'optimisation des conditions est donc primordiale afin d'être sûr que l'impulsion envoyée va soit écrire, soit effacer la structure à volonté et ainsi rendre le système plus efficace.

Etude dynamique d'écriture-effacement

Si l'on agrandit les images de commutation (Fig.2.17), on voit apparaître des comportements différents selon que l'impulsion écrive (gauche) ou efface (droite) la structure localisée.

L'écriture amène le système dans l'état allumé en passant par une étape d'oscillations amorties, tandis que l'effacement éteint le système brusquement, sans oscillation. Les oscillations amorties consistent en un train d'impulsions courtes d'amplitude décroissante, d'une période de moins d'une nanoseconde. Elles peuvent être attribuées à l'amortissement d'un mode de Hopf instable qui est excité par le faisceau d'écriture. Le processus d'écriture dure 10ns (pour amener la structure localisée dans un état allumé stable) tandis que le processus d'effacement est plus court et dure moins d'une nanoseconde. Ce résultat contraste avec ce qui a été reporté dans [39] dans un système à cavité externe où la commutation d'une structure entre ses états allumé et éteint à l'aide d'une perturbation externe incohérente intervient après une transition de 600ns.

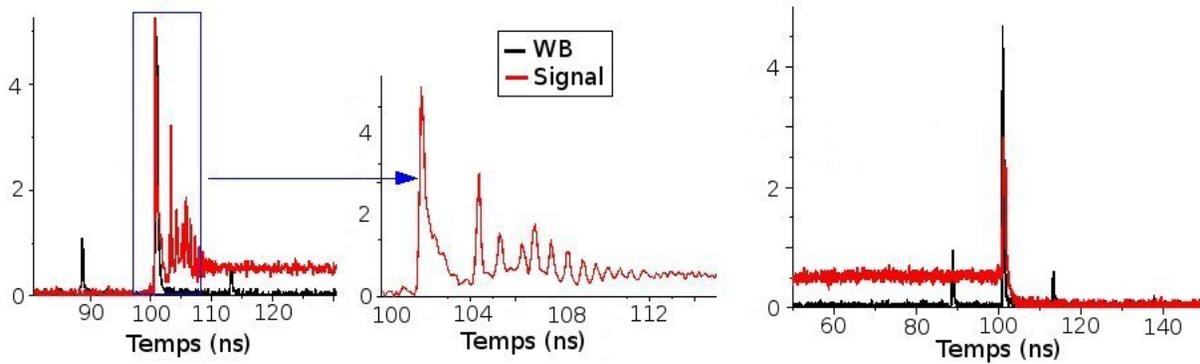


FIGURE 2.17: Processus d'écriture-effacement.
agrandissement (WB=Faisceau d'écriture).

Cela est également différent des dynamiques de commutation incohérente observées dans des systèmes amplificateurs [8] où la commutation incohérente est due au chauffage local de l'échantillon par le pompage localisé, donnant naissance à un retard très sensible au bruit lors de l'écriture d'un état localisé.

Une analyse théorique des dynamiques de commutation des solitons de cavité dans un VCSEL avec absorbant saturable intracavité a été réalisée dans [61]. Dans cet article, l'injection incohérente est examinée numériquement et un comportement identique à celui observé dans notre expérience est reporté (Fig.2.18) : d'un côté le processus d'écriture consiste en une grande impulsion suivie d'oscillations amorties amenant le système dans l'état allumé. D'un autre côté, dans le processus d'effacement, l'intensité montre uniquement une petite bosse qui apparaît avec le faisceau d'écriture et diminue rapidement vers l'état éteint du laser. L'excitation locale ou l'effacement de la structure localisée est obtenu en changeant la taille du faisceau. Un faisceau large permet l'allumage de la structure localisée, tandis qu'un faisceau étroit permet son extinction. Ce dernier cas est facilement compréhensible si l'on se rappelle qu'un trou dans la densité de porteurs du gain coïncide avec un pic localisé de l'intensité. Il est donc suffisant de "remplir" le trou de densité de porteurs avec des porteurs pour amener le système vers son état homogène et ainsi éteindre l'état localisé. Au contraire, l'allumage d'un état localisé est moins évident, car en ajoutant des porteurs localement en partant d'un état uniforme, on doit arriver

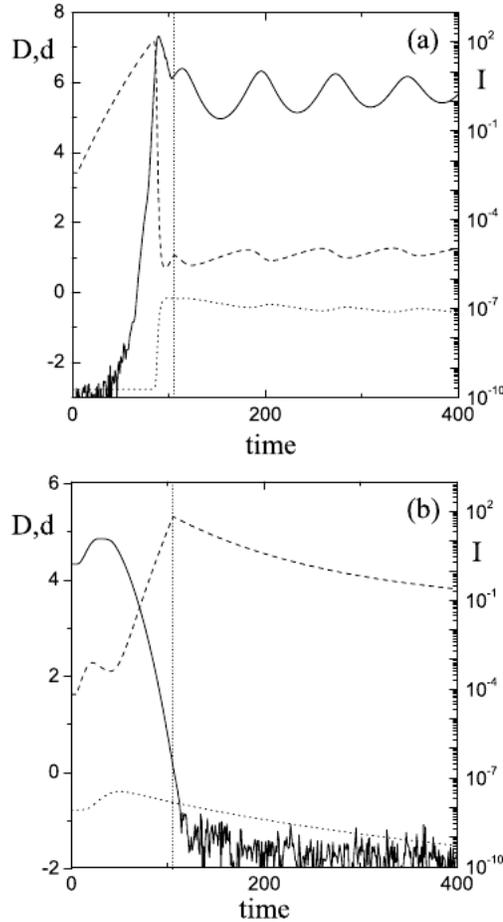


FIGURE 2.18: Prédiction théorique du processus d'écriture-effacement.

D : population de la zone à gain, d : population de la zone à absorbant saturable, I : intensité du laser.

à faire un trou dans la densité de porteurs du gain. Cela est possible grâce au couplage spatial : un faisceau d'excitation large, comme montré dans [61], peut produire une excitation qui s'effondre en son centre pour former un trou dans la densité de porteurs et permettre l'apparition d'un état localisé. Dans notre expérience, les processus d'écriture et d'effacement possèdent des faisceaux de taille identique. Cela s'explique par le fait que les gammes de tailles de faisceau pour lesquelles les solitons de cavité sont écrits ou effacés coexistent.

Il est à noter également que le mécanisme d'écriture-effacement par train d'impulsions n'est pas tout à fait compris encore, car il ne peut être expliqué de la même manière que celui par impulsion seule. En effet, si le même phénomène se produisait, l'état alternerait entre les deux états (allumé et éteint) durant toute la durée du train d'impulsions et ce serait uniquement la dernière impulsion qui déterminerait l'état du système. Or, expérimentalement, il a été observé que toutes les écritures par train d'impulsions (ou presque) fonctionnaient, tout comme les effacements. Par conséquent, l'écriture-effacement par train d'impulsions fonctionne vraisemblablement grâce à un mélange du déplacement des hystérésis dû à un effet thermique et de

modulation de la densité de porteurs, similairement à ce qui a été observé dans des systèmes amplificateurs en présence d'un faisceau de maintien et sous le seuil [8].

2.3.2 Duo de points bistable : vers le laser à solitons de cavité ?

Maintenant que l'écriture-effacement d'une structure localisée est à peu près maîtrisé, il était nécessaire de réussir à écrire (et effacer) indépendamment une deuxième structure localisée à côté de la première afin de pouvoir prouver qu'il s'agit de solitons de cavité. Ce paragraphe révèle les avancées expérimentales réalisées dans ce sens.

Il a été observé un système composé de deux points présenté sur l'image de la Figure 2.19 (a). Du point de vue spatial, lorsque l'on effectue une coupe de chaque point (Fig.2.19 (b)), on voit apparaître une courbe similaire à une gaussienne de largeur à mi-hauteur $\sim 10\mu m$, identique pour les deux points et que l'on peut superposer. Si l'on effectue une coupe selon leur axe vertical (Fig.2.19 (c)), on peut mesurer l'espace qui les sépare : celui-ci est de $8\mu m$. Les deux points sont donc des structures localisées identiques séparées d'une largeur à mi-hauteur environ.

Lorsque l'on varie sinusoidalement le faisceau de pompe (à gauche sur la Figure 2.19 (d)), on voit que le signal est bistable : le laser s'éteint pour une puissance de pompe plus faible que celle qui lui permet de s'allumer. De plus, leur comportement est multistable. Le signal émis par les deux points peut avoir deux allures différentes : soit les deux points s'allument et s'éteignent en même temps, soit ils s'allument en même temps et un point s'éteint avant l'autre. Cela implique que les deux points ont le même seuil haut (lorsque la puissance de pompe est augmentée), mais un seuil bas différent (lorsque la puissance de pompe est diminuée). Cela se confirme par un tracé XY du signal, présenté dans la partie droite de la Figure 2.19 (d). Le cycle de bistabilité est clairement visible, ainsi que les deux seuils, propres à l'extinction d'une et des deux structures. En conséquence, il n'est pas possible de les écrire séparément : les deux points forment un état couplé (un complexe comme dans [74, 75, 77, 76]) et ne sont par conséquent pas spatialement décorrelés.

Cette idée est validée par la théorie de [72] qui donne la distance au-dessus de laquelle deux structures localisées peuvent être manipulables indépendamment. Une structure écrite au voisinage d'une autre (moins de $60\mu m$) va former un agrégat ('cluster') et non pas deux structures localisées indépendantes. En effet, bien que l'intensité de chaque structure décroisse exponentiellement, la phase associée à chaque microlaser a une influence sur ce qui l'entoure sur des distances beaucoup plus importantes et peut fournir un mécanisme de couplage.

Dans notre expérience, nous n'avons pas pu manipuler individuellement deux solitons de cavité parce le diamètre de la pompe était limité à $70\mu m$. Un diamètre de pompe plus large avec les mêmes paramètres externes entraîne un changement dans la dynamique spatio-temporelle du VCSEL-SA, probablement à cause d'une quantité de chaleur plus importante produite par l'échantillon ou parce que le système développe une instabilité temporelle dépendante spatialement, qui est inhibée à des diamètres de pompe plus petits.

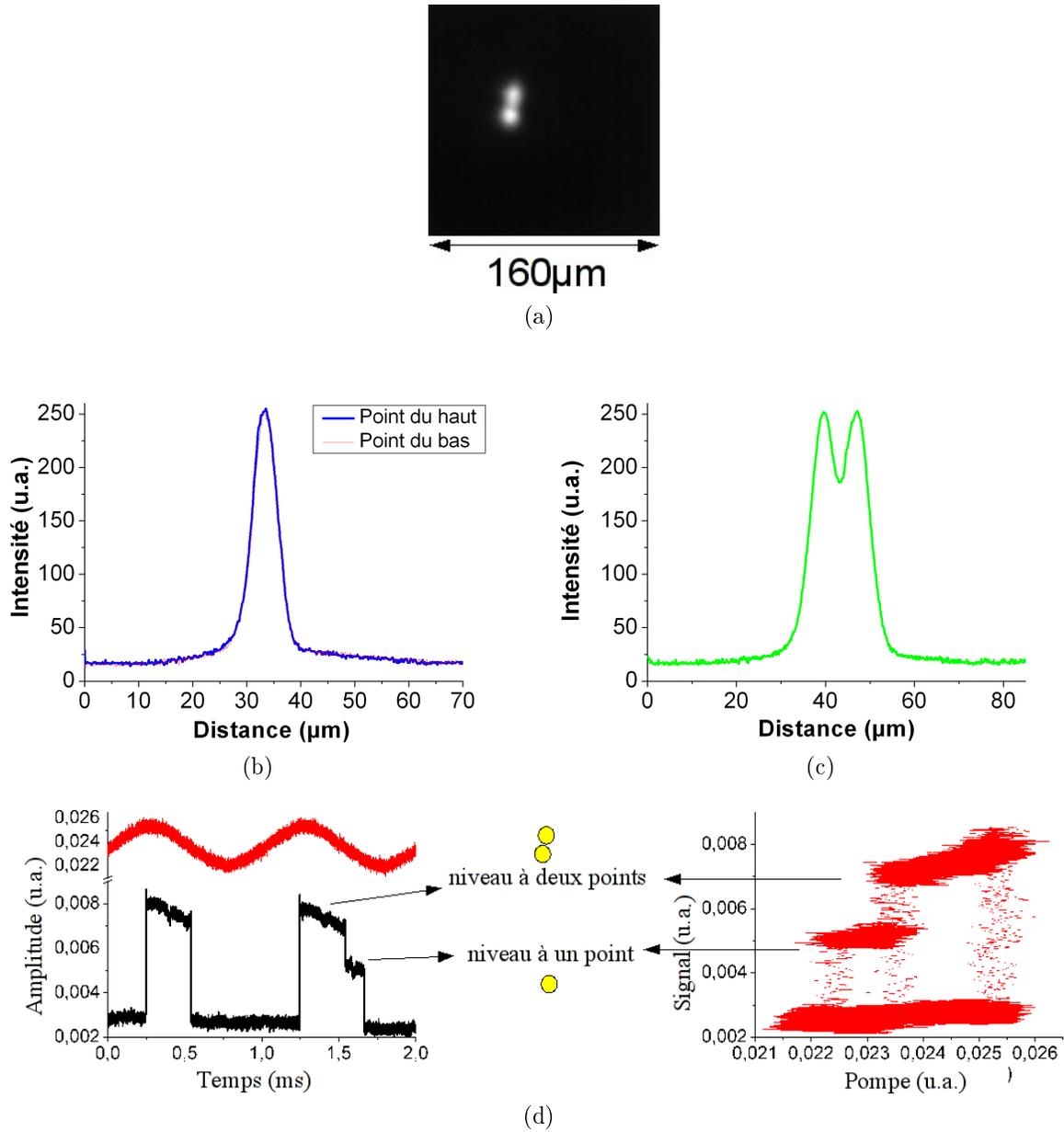


FIGURE 2.19: Duo de points bistables.

(a) Image en champ proche, (b) et (c) Coupes, (d) Oscillogramme (rouge : pompe, noir : signal) et cycle de bistabilité

$\lambda = 979,73nm$, $T = 2,64^{\circ}C$, $i_p = 451,3mV$, amplitude = $10mV$, fréquence de répétition = $1kHz$.

En conclusion, les VCSEL-SA ont montré leur 'aptitude' à émettre des structures localisées bistables qui sont très proches des solitons de cavité. Néanmoins, pour pouvoir le démontrer, il faudrait pouvoir écrire une deuxième structure indépendamment de la première. Cette expérience est rendue très difficile (voire impossible dans nos systèmes actuels) par l'apparition d'impulsions dès que le diamètre du faisceau de pompe est augmenté au-dessus de $70\mu m$, ce qui engendre des instabilités dans le système.

Les VECSEL semblent en revanche encore loin de l'objectif. Ils présentent de la structuration transverse et de la bistabilité, mais dans des types de cavités différentes. De plus, le type de cavité qui nous permettrait de regrouper toutes les propriétés nécessaires à l'apparition de solitons de cavité, les cavités de type 4, sont très difficiles à aligner, et ce d'autant plus qu'on se rapproche de la configuration auto-imageante. De plus, les pertes sont fortement augmentées par l'insertion dans la cavité de deux lentilles ce qui rend plus difficile l'atteinte du seuil laser (il faut pomper beaucoup plus pour compenser les pertes mais au risque de chauffer le milieu à gain, au détriment du gain lui-même ...). L'étude n'est cependant pas vaine : d'autres systèmes étendus, déjà abordés dans l'introduction, ont déjà démontré leur capacité à générer des solitons de cavité. Leurs systèmes présentent des avantages non-négligeables : prenons par exemple les deux VCSEL couplés constituant une cavité étendue, l'un servant de gain, l'autre d'absorbant saturable, présentés dans l'article de P.Genevet [38]. Leur VECSEL se compose donc de deux microcavités qui lasent indépendamment de l'alignement et des pertes induites par les lentilles intracavité. D'autre part, leurs VCSEL étant pompés électriquement, il leur est possible de faire varier l'absorption en polarisant en inverse la structure : un effet Stark peut donc apparaître et déplacer les bandes grâce au courant électrique. Néanmoins, il leur est impossible de modifier la longueur d'onde du laser en bougeant l'échantillon car ils travaillent sur tout l'échantillon en même temps : leur système perd donc un degré de liberté pour accorder les deux échantillons de gain et d'absorption saturable.

Chapitre 3

Sur la piste du laser à soliton de cavité impulsional

Le laser à soliton de cavité impulsional a été prédit théoriquement par Rosanov et al. [73], et Brambilla et al. l'ont étendu aux systèmes à cavités étendues [20]. L'idée d'une "balle de lumière", une impulsion laser localisée dans l'espace et dans le temps qui se propage en gardant sa forme spatio-temporelle, a fasciné la communauté de l'optique nonlinéaire depuis qu'elle a été proposée par Silberberg [82], et reste un des 'holy grails' de l'optique non linéaire [34]. L'auto-organisation optique est une combinaison de diffraction, de nonlinéarité et de rétroaction du résonateur. En effet, la nonlinéarité auto-focalisante du milieu équilibre la tendance naturelle des champs de lumière localisée à s'étaler avec la propagation [42]. L'équilibre se fait transversalement avec la diffraction spatiale et longitudinalement (temporellement) avec la dispersion de la vitesse de groupe. Ces balles de lumière peuvent voyager indéfiniment dans la cavité et être manipulées indépendamment [60]. Elles peuvent apparaître spontanément ou peuvent être excitées par une impulsion courte et étroite, mais elles restent stables et effectuent un cycle (avec une période presque fixée) à travers la cavité, alimentée par un champ externe homogène transverse. Dans ce laser, le résonateur transforme une entrée continue en des impulsions non-diffractantes et non-dispersives qui peuvent être arrangées en des réseaux transverses. Elles sont donc des candidats naturels pour des bits optiques, de l'encodage en série et en parallèle, et pour des sondes optiques de particule ; on parle même de stroboscopes pour la dynamique atomique/moléculaire [60].

Soto-Crespo et al. [83] vont même jusqu'à parler de 'fusées' lorsque les solitons peu stables perdent leur localisation temporelle tout en conservant leur forme spatiale en se propageant.

Afin de réaliser ce laser impulsional, l'étude de tous les régimes impulsions observés dans nos échantillons a été réalisée. Ils ont été observés dans des cavités avec ou sans absorbant saturable et avec ou sans structuration spatiale. Des cycles limites ont été observés, ainsi que des amas de structures localisées impulsionales, et des structures non-localisées impulsionales.

3.1 Etude de l'influence de la taille de la pompe sur le régime impulsional

Dans la conclusion du chapitre précédent, il a été relevé que la taille du faisceau de pompe sur le VCSEL-SA avait une grande influence sur l'apparition d'impulsions. Une étude quantitative

de l'influence de la taille de la pompe sur les régimes dynamiques se développant dans notre système nous a donc semblé nécessaire. Pour ce faire, nous avons réalisé un masque composé de trous de différentes tailles (20, 50, 100 et 150 μm) qui a été insolé dans une résine positive (Fig.3.1 (a)). Ensuite, un dépôt de 20nm de Titane a été réalisé afin de permettre l'adhésion de la couche d'or de 200nm à la surface de l'échantillon Gas272. Enfin, un bain d'acétone permet de dissoudre la résine, et laisse le dépôt métallique partout où la résine a été insolée. Une image prise au microscope électronique à balayage est présentée à la Figure 3.1 (b) : on y voit clairement la couche d'or percée de trous de différentes tailles en plus foncé et l'échantillon Gas272 en plus clair.

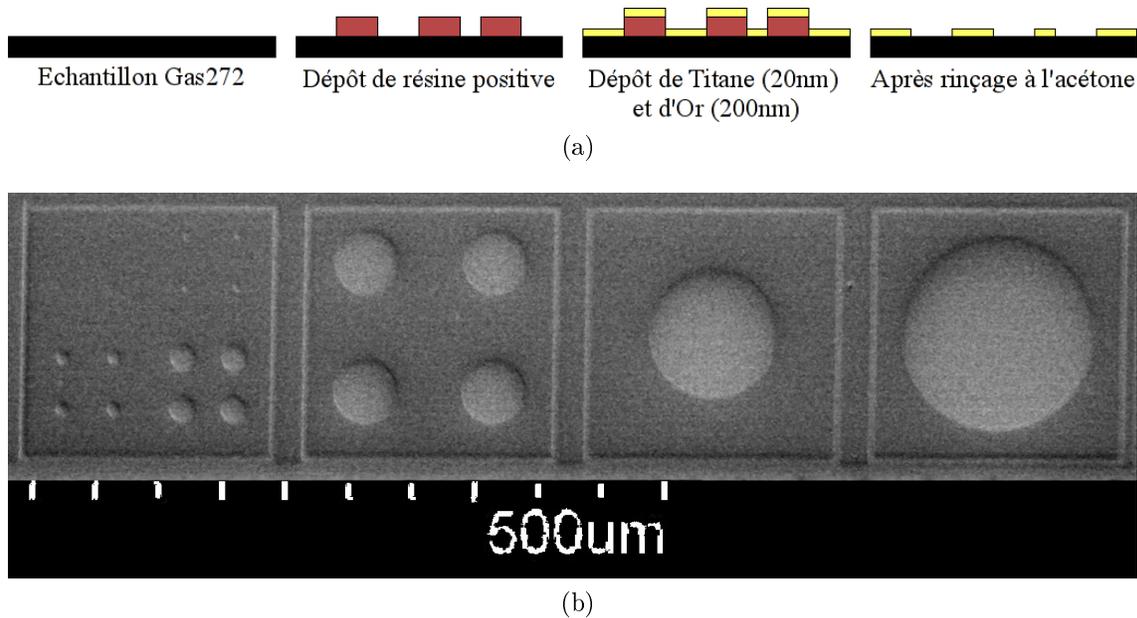


FIGURE 3.1: Echantillon Gas272 avec motifs d'or.

(a) Méthode technologique utilisée : Lift-off, (b) Image au microscope électronique à balayage (MEB) de l'échantillon Gas 272 or (foncé = couche d'or, clair = échantillon).

Différents diamètres de pompage ont ainsi pu être étudiés, et des mesures de la longueur d'onde du laser près du seuil et de l'intensité de pompe au seuil ont été reliées à l'observation (ou non) de bistabilité et de régime impulsionnel.

Tout d'abord, il est à noter que la longueur d'onde du laser ne varie quasiment pas lorsque l'on diminue la taille des trous. Cela indique l'absence d'effet thermique notable et implique la bonne conductivité thermique de notre substrat. D'autre part, l'intensité de pompe au seuil augmente faiblement lorsqu'on passe sous les 50 μm de diamètre de pompe, mais cela semble dû principalement au fait que la phase technologique n'est pas parfaite et que les trous ne sont pas entièrement excavés de toute la couche d'or. Cela peut entraîner une augmentation du seuil du laser.

Il a été observé que le régime impulsionnel prédomine lorsque le trou est grand, tandis que la bistabilité n'apparaît (avec un cycle d'hystérésis large) que pour le diamètre de trou le plus petit. Ainsi, des mesures effectuées avec un trou de diamètre 150 μm présentent des oscillations très régulières (Fig.3.2 (a)), alors que, lorsque le trou est petit (20 μm), un cycle de bistabilité

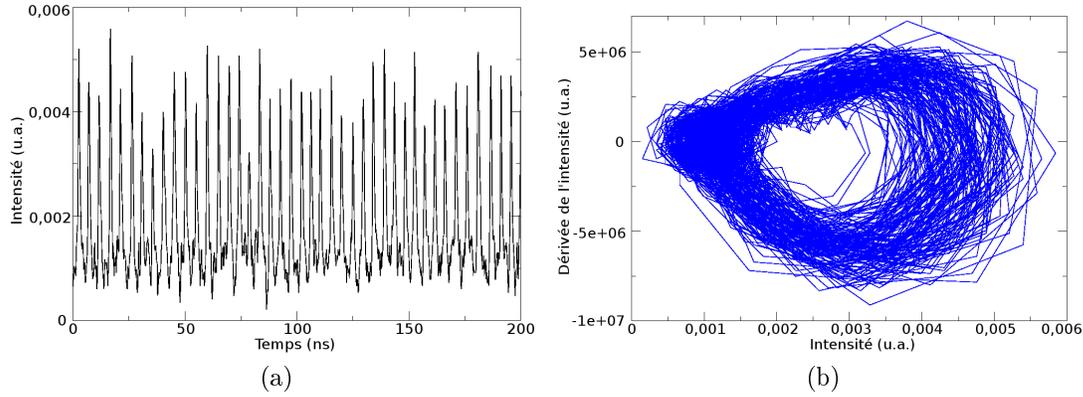


FIGURE 3.2: Oscillations dans des trous de diamètre 150 μ m.
(a) Signal temporel, (b) Portrait de phase.

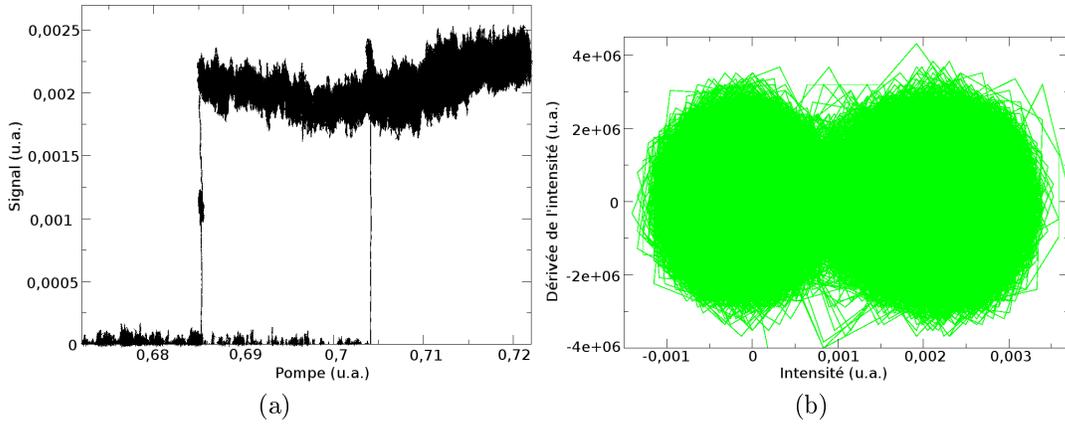


FIGURE 3.3: Bistabilité dans des trous de diamètre 20 μ m.
(a) Hystérésis, (b) Portrait de phase.

apparaît lorsque l'on module la puissance de pompe (Fig.3.3 (a)). Une façon assez visuelle de représenter les systèmes dynamiques consiste à tracer un portrait de phase. Comme cela a déjà été présenté dans le paragraphe 1.3.3, cela consiste en un tracé de la dérivée de l'intensité en fonction de l'intensité elle-même. Il montre les points stables et les excursions dans l'espace des phases qui symbolisent les oscillations. Deux portraits différents peuvent être observés en fonction des deux situations dynamiques associées aux pompes de diamètre 150 et 20 μ m. Dans le premier cas, on observe un point représentant le temps d'attente sur le niveau éteint avant une nouvelle impulsion, et un cercle représentant les oscillations dans le portrait de phase (Fig.3.2 (b)). Ce diagramme représente un cycle limite, phénomène dynamique qui sera détaillé au paragraphe 3.4. Dans le deuxième cas (Fig.3.3 (b)), les deux points qui apparaissent dans le portrait de phase sont des points stables et correspondent aux deux états bistables. Le fait que les points ne soient pas plus clairement marqués est dû au bruit du signal qui entraîne un déplacement plus important dans l'espace des phases (les cercles noirs sont placés aux positions estimées des centres des deux points).

Un état intermédiaire entre ces deux systèmes dynamiques a été observé (Fig.3.4 (a)). Il consiste en des oscillations qui cherchent à se stabiliser sur le niveau supérieur mais qui redés-

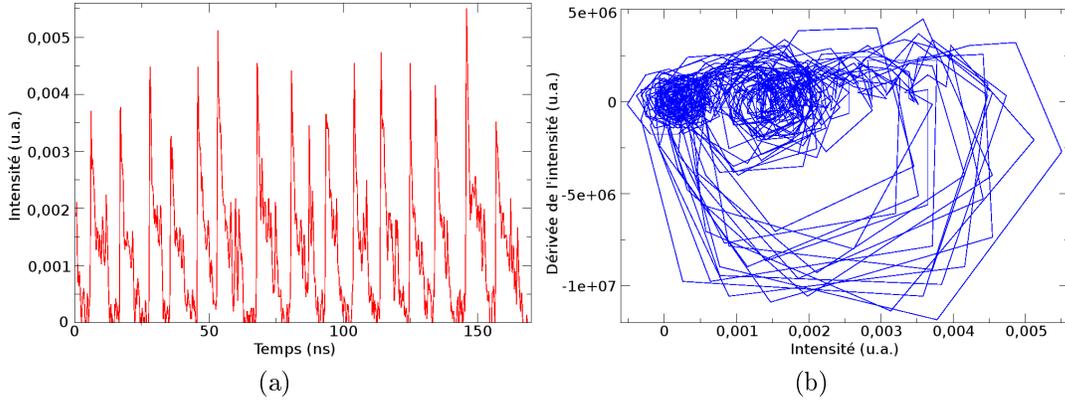


FIGURE 3.4: Bistabilité et oscillations dans des trous de diamètre 20µm.
 (a) Signal temporel, (b) Portrait de phase.

centent au bout d'un laps de temps relativement court sur le niveau éteint. Lorsque l'on trace le portrait de phase (Fig.3.4 (b)), ce schéma dynamique est représenté par deux points stables représentant les deux états (allumé et éteint) et une excursion dans l'espace des phases qui montre la régularité des oscillations.

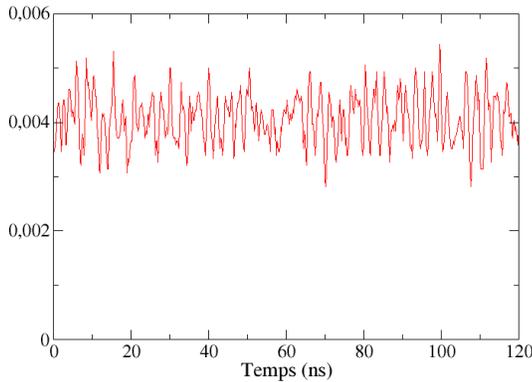
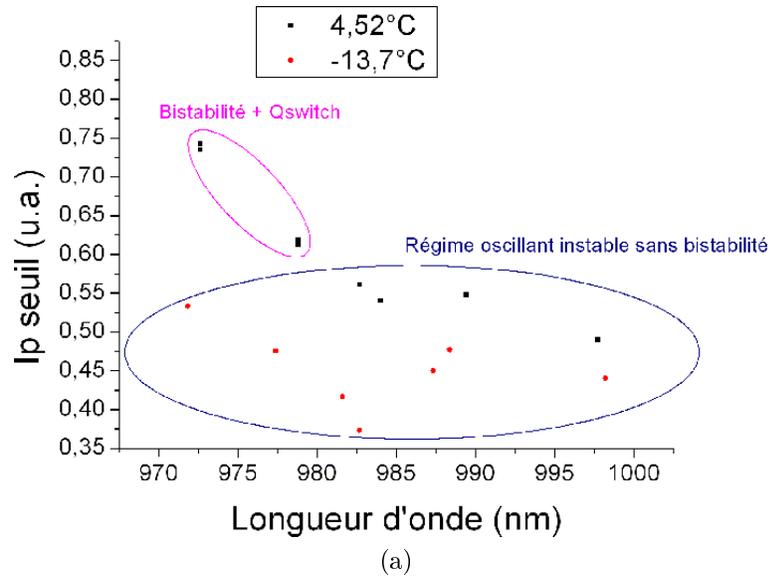
En conclusion, le diamètre du faisceau de pompe a effectivement un effet très important sur la dynamique du signal émis, et cela constitue un inconvénient majeur pour la réalisation d'un laser à soliton de cavité dans le régime continu. En effet, comme il a été expliqué dans la conclusion du chapitre précédent, l'écriture de plusieurs solitons nécessite que le laser ait une dimension transverse assez importante, et cela est incompatible, dans notre système, avec l'absence d'impulsions. Néanmoins, si l'on s'intéresse au laser à soliton de cavité en régime impulsionnel, l'inconvénient se transforme en avantage : le système oscillant de façon régulière, il nous reste à présent à rechercher la localisation spatiale et la bistabilité. Cette dernière est souvent cachée par les oscillations, et il est très difficile de dire si les régimes impulsionnels sont bistables ou non. Cependant, une technique d'analyse de signaux, utilisée dans une prochaine section (paragraphe 3.7.1), a pu nous donner des preuves que de tels régimes existent.

3.2 Etude de l'influence de la température du substrat sur le régime impulsionnel

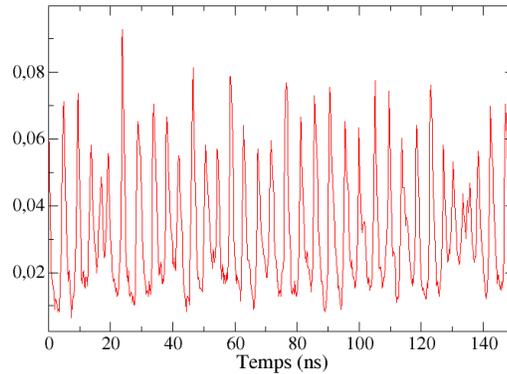
L'apparition de bistabilité et du régime impulsionnel est liée à la quantité d'absorption présente dans la cavité. Comme nos absorbants saturables ne sont pas pompés, et que les VCSEL sont des cavités monolithiques, il nous est impossible de modifier la quantité d'absorption comme le font les auteurs de l'article [38] où une séparation des milieux à gain et à absorption permet le pompage électrique indépendant des deux échantillons correspondants. Par conséquent, le seul paramètre que l'on peut faire varier est la température du substrat, par le biais du régulateur à effet Peltier.

Une étude de l'influence de la température sur le comportement dynamique de l'échantillon VCSEL-SA Gas302 a donc été entreprise. La croissance de l'échantillon a été réalisée pour que l'action de l'absorbant saturable soit maximale à 980nm à température ambiante. Pour deux

températures différentes et à diamètre de pompe constant ($\sim 120\mu m$), la longueur d'onde près du seuil et l'intensité de pompe au seuil ont été mesurées, tout comme la présence, ou non, d'un régime impulsionnel et de bistabilité. Les résultats sont regroupés dans la Figure 3.5 (a). Les différentes longueurs d'onde sont obtenues en faisant varier la position du faisceau de pompe sur l'échantillon. Comme précédemment décrit au paragraphe 1.4.2, l'inhomogénéité d'épaisseur de l'échantillon entraîne une variation de l'accord entre les longueurs d'onde de résonance du gain et de la cavité, créant des zones de l'échantillon émettant à différentes longueurs d'onde.



(b)



(c)

FIGURE 3.5: Etude de l'influence de la température.

(a) Résultats de l'étude, (b) Signal typique de la zone oscillante, (c) Signal typique de la zone de commutation de pertes.

On peut voir que pour une température basse ($-13,7^\circ\text{C}$), le laser émet des oscillations non-régulières et sans bistabilité, quelle que soit la longueur d'onde d'émission (Fig.3.5 (b)). L'inten-

sité de seuil ne varie que faiblement sur la gamme de longueurs d'onde étudiées (972-998nm). En revanche, lorsque l'on se place à une température plus élevée (4.52°C), de la commutation de pertes apparaît pour des longueurs d'onde en-dessous de 980nm et celle-ci s'accompagne de bistabilité (Fig.3.5 (c)). Les zones de l'échantillon présentant de la bistabilité possèdent une puissance de pompe au seuil plus importante que celles sans bistabilité. En conclusion, le VCSEL-SA n'émet un signal bistable et impulsionnel que lorsque la longueur d'onde se situe entre 970nm et 980nm et pour une température autour de 4.5°C. Cela signifie que les pics de résonance de l'absorbant saturable et du gain se trouvent en meilleur accord lorsque l'on diminue la température et la longueur d'onde par rapport à sa référence de croissance.

3.3 Blocage de mode-commutation de pertes

Après avoir déterminé les paramètres influençant le régime impulsionnel et la bistabilité, les paragraphes suivants, dont celui-ci, présenteront différents régimes impulsionnels observés, afin d'avoir une vision globale des comportements impulsionnels possibles dans les microcavités et les cavités étendues.

Dans une cavité étendue de type 3 avec le SESAM rapide Gas90, un régime de blocage de mode a pu être observé. La Figure 3.6 (a) montre un signal présentant des oscillations régulières de période 1,2ns.

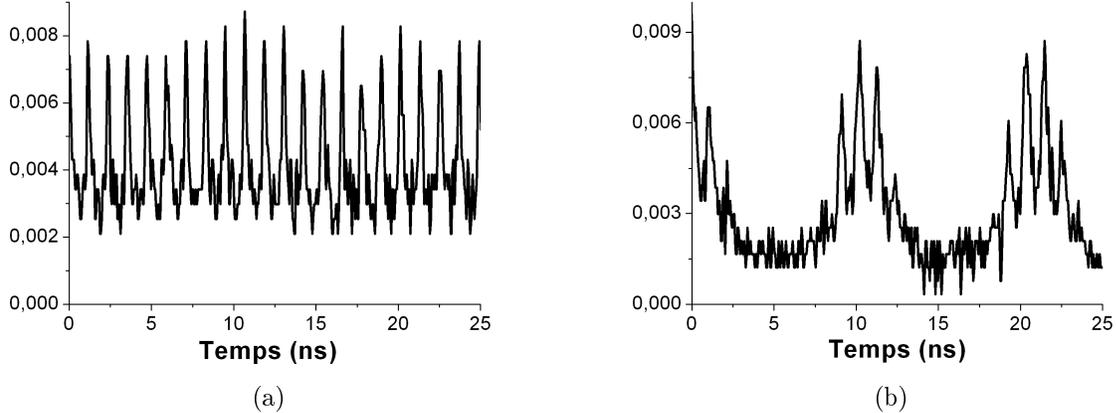


FIGURE 3.6: Régimes impulsionnels avec absorbant saturable rapide.

Cavité de type 3 : échantillon MOR5209 avec dépôt SiC $T \sim 15^\circ\text{C}$, $d_1 = 6\text{cm}$, $i_p = 24\text{A}$ cw, SESAM rapide Gas 90.

(a) Blocage de mode ($L = 18,5\text{cm}$), (b) Commutation de pertes modulant le blocage de modes ($L = 11,2\text{cm}$).

Une indication pour déterminer s'il s'agit bien de blocage de modes consiste à calculer la fréquence ν des oscillations. Elle est liée à la longueur de cavité et à la vitesse de la lumière dans cette cavité par la relation :

$$\nu = \frac{c}{2L}$$

La fréquence des oscillations est de $\nu = \frac{1}{1,2 \cdot 10^{-9}} = 833\text{MHz}$.

On peut donc retrouver la longueur de cavité :

$$L_{th} = \frac{c}{2\nu} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 833 \cdot 10^6} = 18cm$$

La mesure expérimentale de longueur de cavité est de $18,5cm$, ce qui est assez proche du résultat calculé, d'autant plus que notre mesure de longueur de cavité n'est pas très précise : la propagation dans l'air et la propagation dans les éléments optiques ne se faisant pas à la même vitesse (due à la différence d'indice de réfraction), il faut estimer la longueur optique de la cavité (l'erreur de mesure est de l'ordre de $\pm 0,5cm$).

Par conséquent, le régime impulsionnel observé semble bien être du blocage de modes. En modifiant la longueur de cavité, un autre régime impulsionnel est apparu où le blocage de modes est modulé par de la commutation de pertes (Fig.3.6 (b)).

De nombreuses autres observations de régimes impulsionnels ont été réalisées, qui seront détaillées dans la suite de ce chapitre. Penchons-nous plus particulièrement sur les cycles limites, observés aussi bien dans les microcavités que dans les cavités étendues.

3.4 Cycle limite

Lors de variations de la puissance de pompe sur les échantillons, nous avons pu observer une situation qui va d'un régime stochastique impulsionnel à un régime continu, en passant par différentes étapes. Ce phénomène, en apparence semblable dans nos deux systèmes (cavités compacte et étendue), est présenté dans la Figure 3.7 : le laser démarre avec des oscillations de période non régulière certainement déclenchées par le bruit, puis, lorsque l'on passe le seuil d'allumage du laser, une période bien définie apparaît, avec des oscillations de durée et de hauteur identiques. Cette période diminue ensuite lorsque l'on augmente la puissance de pompe.

De façon plus détaillée, dans le cas du VECSEL (Fig.3.7 (a)), lorsque l'on augmente la puissance de pompe, on voit clairement des oscillations apparaître de façon aléatoire puis devenir assez régulières pour enfin diminuer en intensité et en période. De plus, la hauteur relative des pics est bien uniforme pour une puissance de pompe donnée. Dans le cas du VCSEL-SA (Fig.3.7 (b)), par contre, on observe bien une diminution de la période lorsque la puissance de pompe augmente, mais une augmentation trop importante de la puissance de pompe entraîne une perte de régularité de l'ensemble des oscillations, due à une augmentation du nombre de modes transverses qui entrent en compétition. Une autre série de mesures nous a permis d'observer la fin du cycle (Fig.3.8), où la diminution d'intensité des oscillations est clairement visible et où l'on voit bien la stabilisation sur un niveau supérieur.

Curieusement, nous avons observé le même genre de comportement lorsque l'on varie la taille de la cavité VECSEL, d'une longueur où la cavité est en bordure de stabilité et donc presque instable vers une longueur de cavité plus petite où la cavité est pleinement dans sa zone de stabilité. Dans la Figure 3.9 (a), on voit des oscillations dont la régularité augmente avec la puissance de pompe puis, qui diminuent en intensité et en période pour finalement disparaître, laissant le système dans un état allumé stable. On peut voir un peu mieux ce phénomène grâce à un agrandissement des images précédentes présentées dans la Figure 3.9 (b).

Pour tester la régularité des oscillations une transformée de Fourier des signaux a été effectuée (Fig.3.10). On remarque que l'image (c) présente des pics bien définis et régulièrement espacés, tandis que les autres images ne présentent pas aussi clairement des pics. Cela indique que les impulsions du laser sont de plus en plus périodiques jusqu'à atteindre un optimum en (c) puis

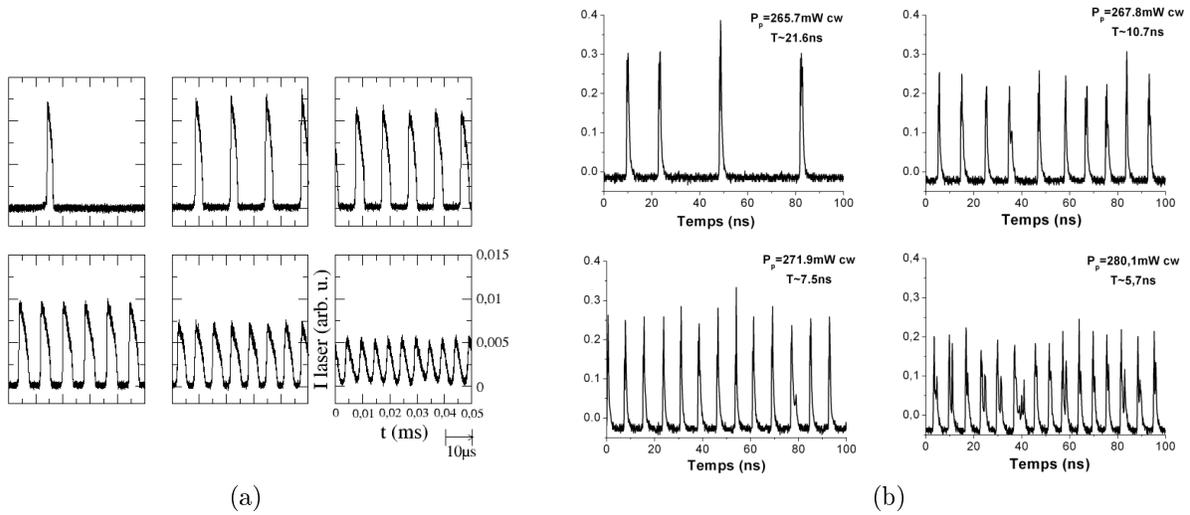


FIGURE 3.7: Oscillations dues à un cycle limite : variation de la puissance de pompe.
 (a) Cavité de type 3 avec SESAM Gas90, $T \sim 15^\circ\text{C}$, $f=3.81\text{cm}$, $d_1 = 5,6\text{cm}$, $L=15,6\text{cm}$ (très proche de l'instabilité) avec $2,139\text{V} \leq i_p \leq 2,61\text{V}$, (b) Gas272, P_p de 265 à 272mW, $T \sim 1^\circ\text{C}$.

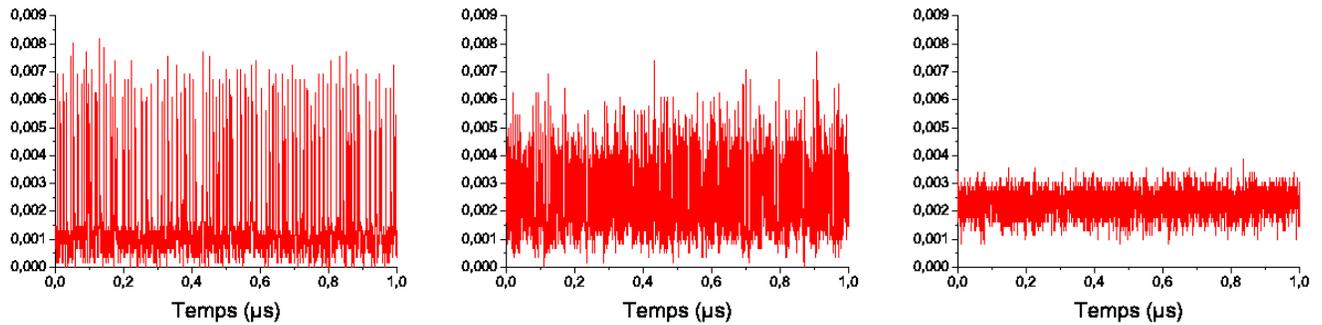


FIGURE 3.8: Fin de cycle limite dans un VCSEL-SA.
 Gas272, P_p de 350 à 370mW, $T \sim -10^\circ\text{C}$, $\lambda \sim 977\text{nm}$.

perdent de leur régularité quand on continue de diminuer la longueur de cavité.

Les deux systèmes étudiés présentent des comportements similaires du point de vue de l'instabilité dynamique, mais une différence notable réside dans les échelles de temps concernées. En effet, les trains d'impulsions ont une période de l'ordre de la nanoseconde dans les microcavités, tandis qu'elles possèdent une période de l'ordre de la microseconde dans les cavités étendues. Cela s'explique par deux origines différentes :

- **dans les VCSEL-SA**, la compétition gain/absorbant saturable entraîne des oscillations auto-entretenuës ('self-pulsing') qui correspondent à l'entrée sur un cycle limite.

Un cycle limite est une trajectoire fermée dans l'espace des phases avec la propriété qu'au moins une autre trajectoire effectue une spirale à l'intérieur de celle-ci. On peut le représenter sur un diagramme de bifurcation issu de [30, 31] et représenté Figure 3.11. Le graphique représente l'intensité du signal en fonction de l'intensité de la pompe, tandis que les diagrammes nous donnent la dérivée de l'intensité en fonction de l'intensité elle-même. La définition des termes liés aux systèmes dynamiques et l'explication des portraits de phase ont été réalisées au chapitre 1 (paragraphe 1.3.2).

Sur le graphique, on voit clairement apparaître la courbe de bistabilité comme montrée au chapitre 2, avec une même région de paramètres pour un état allumé et un état éteint, mais cette partie de la branche supérieure est instable au profit d'une autre branche : en fait, le laser démarre au niveau d'une bifurcation homocline (T) et entre dans un cycle limite. Les oscillations générées changent d'intensité et de période le long de cette courbe pour aboutir à une bifurcation de Hopf (H), où le système se stabilise en régime continu, retrouvant ainsi la branche basse. Le graphique est séparé en quatre zones : chacune est caractérisée par un diagramme, et ceux-ci ont déjà été expliqués au paragraphe 1.3.2.

Penchons-nous sur la partie 3 de la courbe. Physiquement, dans un modèle de laser avec absorbant saturable, un cycle limite se manifeste par des oscillations dont la période et l'intensité diminuent lorsque la puissance de pompe augmente, et qui disparaissent lorsque le système se stabilise à une intensité supérieure (Fig.3.12). Cela correspond bien à ce qui a été observé dans les VCSEL-SA (Figs.3.7 (b) et 3.8).

- **dans les VECSEL**, par contre, les auto-impulsions se déroulent sur une échelle de temps plus longue, ce qui fait penser à un phénomène thermique. Le phénomène pourrait fonctionner comme suit : lorsque le laser démarre, l'intensité intracavité augmente brusquement ce qui provoque un changement de la température au niveau du milieu à gain, et donc une modification la lentille thermique en cet endroit. Comme la cavité laser est en limite de stabilité, ce changement peut induire une extinction du laser si la lentille ainsi créée provoque la perte de stabilité de la cavité. Le laser perd sa stabilité et s'éteint, ce qui fait chuter l'intensité intracavité et donc provoque un changement inverse de la lentille thermique. Lorsque la chaleur apportée par le laser dans la cavité s'est dissipée, le laser retrouve sa stabilité. Comme le système continue à être pompé, le cycle peut recommencer... Cette dynamique ne fonctionne que parce que la longueur de cavité se trouve très près d'une configuration instable et qu'il suffit d'une faible variation de cavité créée par la lentille thermique pour allumer et éteindre le laser et émettre une impulsion.

Par conséquent, la période des impulsions est longue et correspond à l'échelle de temps caractéristique de la réponse thermique du système, mais le temps de montée des impulsions est court car il correspond au temps de recombinaison des porteurs dans la cavité ; on parle de système 'slow-fast' (lent-rapide).

Cette dynamique est identique à celle observée dans l'article [11] où le même type de bifur-

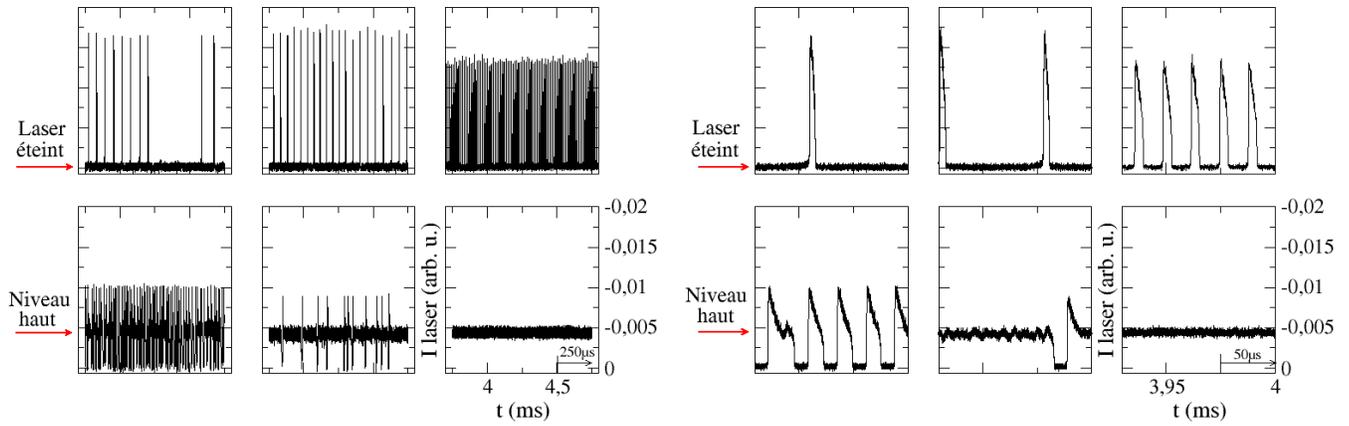


FIGURE 3.9: Oscillations dues à un cycle limite : variation de la longueur de cavité.

(a) Total, (b) Agrandissement.

Cavité de type 3, $f=3,81\text{cm}$, $d_1 = 5,6\text{cm}$, L diminuant faiblement de $15,6\text{cm}$ (très proche de l'instabilité) vers une zone plus stable.

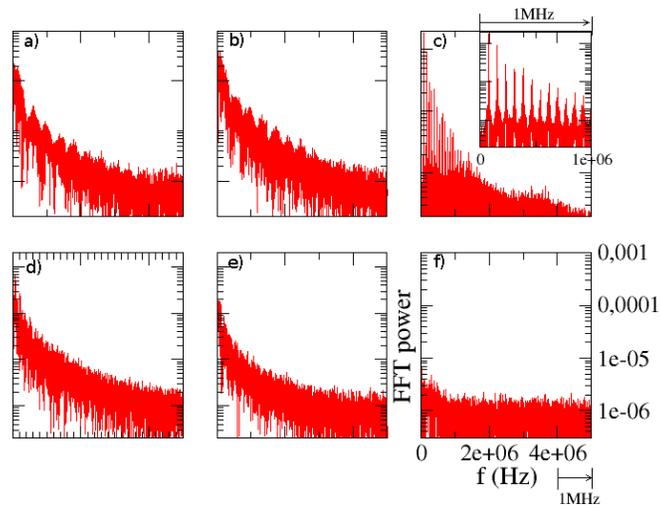


FIGURE 3.10: Transformée de Fourier des signaux de la Figure 3.9.

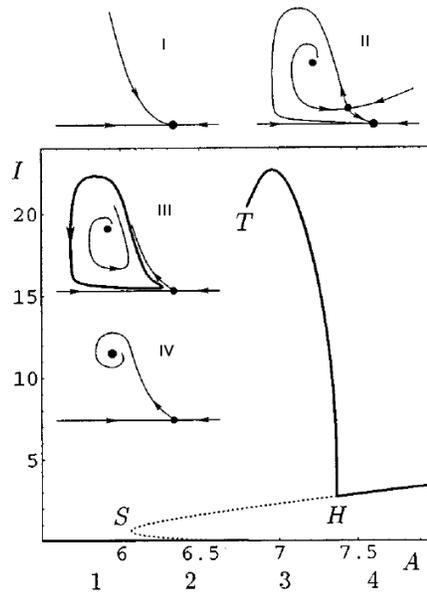


FIGURE 3.11: Diagramme de bifurcation [30, 31].

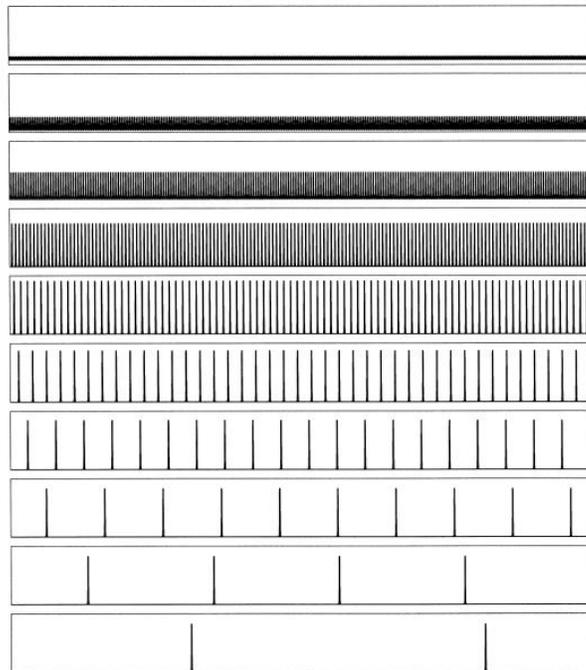


FIGURE 3.12: Oscillations dues à un cycle limite [30, 31].
De bas en haut la puissance de la pompe augmente.

cation est observé et correspond à de l'excitabilité. Ce système peut être simulé par le modèle de Van der Pol-Fitzhugh-Nagumo qui prend en compte deux variables avec deux évolutions temporelles différentes : x , une variable rapide et y , une variable lente. On parle aussi de système décrivant les rapports prédateur-proie.

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = y + x - \frac{x^3}{3} + \sqrt{\eta}\xi(t) \\ \frac{dy}{dt} = -\epsilon(ax + b + y) \end{cases} \quad (3.1)$$

avec a et b des paramètres de contrôle, η l'amplitude du bruit et $\xi(t)$ une fonction aléatoire.

Si l'on néglige le bruit (en posant $\eta = 0$), la recherche des solutions stationnaires (dépendances temporelles nulles) nous mène vers les points fixes x_s et y_s qui sont donnés par :

$$\begin{cases} y_s = \frac{x_s^3}{3} - x_s \\ y_s = -(ax_s + b) \end{cases} \quad (3.2)$$

Ce système d'équations possède une solution réelle si $a < 1 - (\frac{3b}{2})^{\frac{2}{3}}$ et trois solutions réelles si $a > 1 - (\frac{3b}{2})^{\frac{2}{3}}$, comme cela est représenté dans la Figure 3.13 : la courbe (a) présente un point d'intersection entre les deux fonctions du système d'équations (3.2), tandis que la courbe (b) présente trois intersections, donc trois solutions du système d'équations (3.2). Pour un paramètre a donné, le point fixe unique est déterminé par b ; il est stable si $|x_s| > \sqrt{1 - \epsilon}$ et instable sinon.

Dans le régime instable, on assiste à des oscillations qui, pour $\epsilon \ll 1$, consistent en un mouvement lent le long des branches de pentes positives de la courbe en N, suivi de sauts rapides (où seulement x est modifié et y gardé constant) d'une branche à une autre (dans la Figure 3.14 (a), les flèches horizontales correspondent aux sauts rapides). La fréquence des oscillations f_c est déterminée par a et b .

Dans le régime stable, une perturbation plus grande qu'un certain seuil déclenche l'émission d'une seule de ces impulsions. Sa forme est insensible aux variations de stimulation, et le seuil est de plus en plus bas lorsque l'on se rapproche du point d'instabilité $|x_s| = \sqrt{1 - \epsilon}$. Après s'être échappé de l'état stable, le système y retourne avec une trajectoire déterministe dans l'espace de phase (la Figure 3.14 (b) reprend le diagramme expliqué au paragraphe 1.3.2). Pendant cette excursion, le système est insensible à des perturbations faibles : on parle de temps réfractaire. Toutes ces propriétés décrivent un comportement excitable où deux échelles de temps se côtoient : un saut abrupt et une dynamique plus lente.

Par conséquent, bien qu'en apparence les deux systèmes étudiés présentent un comportement similaire, la physique sous-jacente qui peut expliquer ces phénomènes semble différente : on aurait affaire à des oscillations de cycle limite dans les VCSEL et à un comportement excitable dû à des effets de lentille dynamique dans les VECSEL.

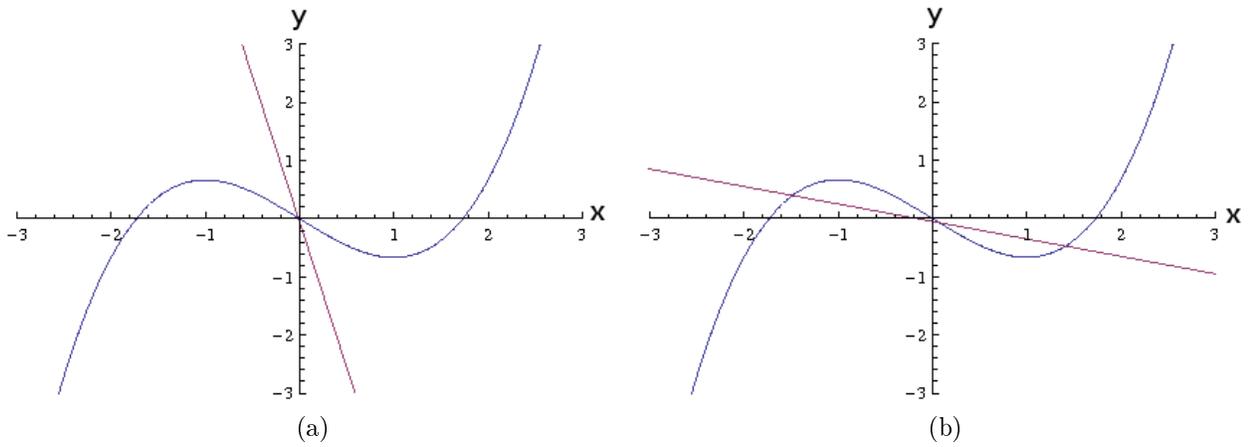


FIGURE 3.13: Courbes théoriques - Modèle de Van der Pol-Fitzhugh-Nagumo.
 $b=0,05$, $\eta=0,00001$, (a) $a=5$, (b) $a=0,3$.

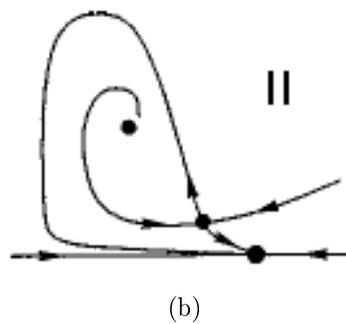
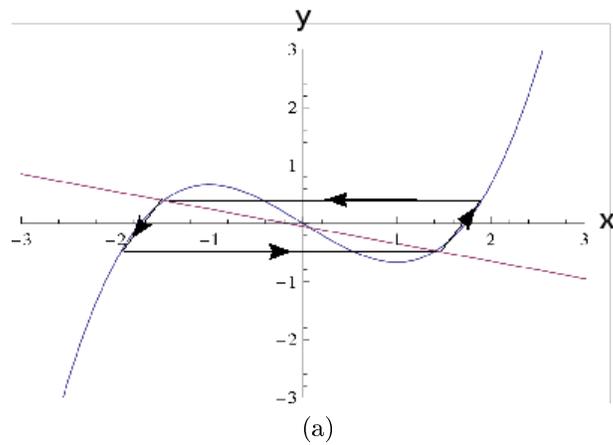


FIGURE 3.14: Excitabilité.

(a) Régime instable avec les sauts sur de branche à branche, (b) Régime stable avec le seuil représenté par le point selle, et l'excursion dans l'espace des phases.

3.5 Structures localisées impulsionnelles

Après s'être intéressé dans les précédentes sections uniquement aux comportements temporels, la suite du chapitre 3 sera consacrée aux structures laser qui regroupent les aspects spatiaux et temporels.

3.5.1 Structure localisée impulsionnelle

Structure localisée unique impulsionnelle

La Figure 3.15 présente l'image en champ proche (a) et la coupe (b) d'une structure localisée de largeur à mi-hauteur de $13\mu\text{m}$, observée dans un VCSEL-SA (Gas272). L'allure temporelle du signal émis (Fig.3.16) montre que cette structure n'est pas bistable mais qu'elle est impulsionnelle avec une période de $4,3\text{ns}$. Les oscillations observées sont assez régulières, et la transformée de Fourier du signal donne un pic bien marqué à la fréquence de 210MHz .

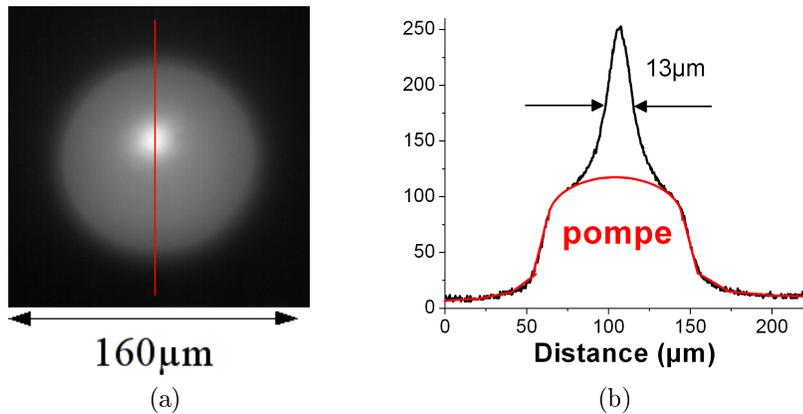


FIGURE 3.15: Structure localisée impulsionnelle.
(a) Image en champ proche, (b) Coupe verticale.

Dubbeldam et Krauskopf ont rédigé un article [30] plus détaillé que celui exposé précédemment [31], où ils décrivent les différents régimes dynamiques qui peuvent être rencontrés dans des diodes laser à semiconducteurs avec absorbant saturable. La totalité des régimes est représentée au paragraphe 1.3.2. Deux régimes correspondent bien à la structure localisée qui vient d'être décrite : il s'agit des régimes n°1 et n°7 (Fig.3.17) : le schéma n°1 représente l'état éteint, tandis que le schéma n°7 consiste en deux points instables (éteint et allumé) et un cycle limite, dont la taille va déterminer la fréquence des oscillations. Ainsi, sous le seuil laser, le schéma n°1 s'applique, tandis qu'au-dessus, c'est le schéma n°7 qui entre en action.

Les expériences d'écriture-effacement n'ont pas été réalisées sur cette structure localisée car elle n'est pas bistable.

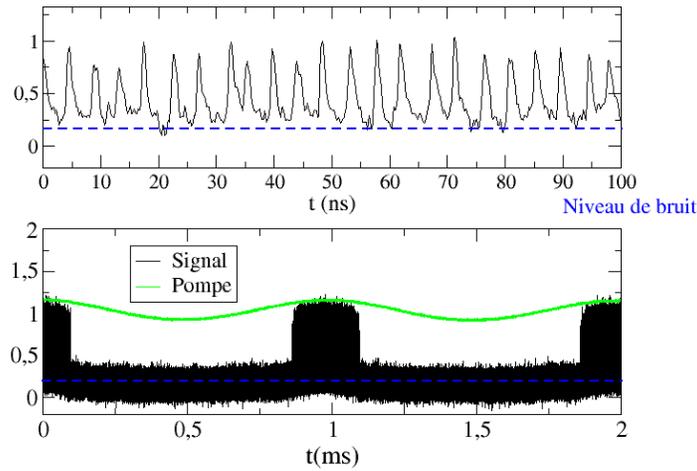


FIGURE 3.16: Signal émis par la structure localisée impulsionnelle.
 $T = -12,6^{\circ}C$, $i_p = 469,8mV$, amplitude de la pompe = $23mV$, fréquence de répétition = $1kHz$.

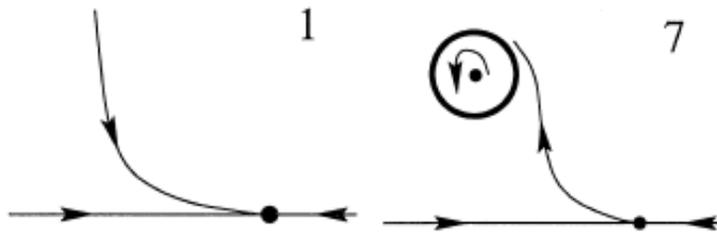


FIGURE 3.17: Régimes dynamiques n°1 et n°7.

Structure localisée rendue impulsionnelle par une autre structure localisée

Un autre résultat intéressant du point de vue de la dynamique spatio-temporelle est celui présenté dans la Figure 3.18.

L'image (a) présente deux structures localisées, et leur coupe présentée dans la Figure 3.18 (b) permet de déterminer leur largeur à mi-hauteur, qui est de $\sim 10\mu m$, et leur séparation, qui est également de $10\mu m$ environ. La structure de droite, notée 1 (ou défaut) est attachée à un défaut présent sur l'échantillon : lorsque l'on déplace l'échantillon, la structure bouge avec lui et s'éteint lorsque l'on sort de la zone pompée. Une seconde structure localisée peut s'allumer, notée 2 ou laser, étroitement liée à la structure 1. En effet, la Figure 3.18 (c) montre que les deux structures oscillent à la même fréquence. On peut se demander si les deux structures forment un agrégat qui oscille ou si elles sont indépendantes avec la présence d'une interaction entre les deux. Lorsque l'on regarde plus précisément les oscillations, on peut trouver des impulsions "ratées" par la structure 2. Cela peut s'interpréter par le fait que la structure 1 force la structure

2 à osciller. Ce résultat est très intéressant car il nous montre l'influence de deux structures localisées entre elles, une fixe (grâce à un défaut) et l'autre mobile.

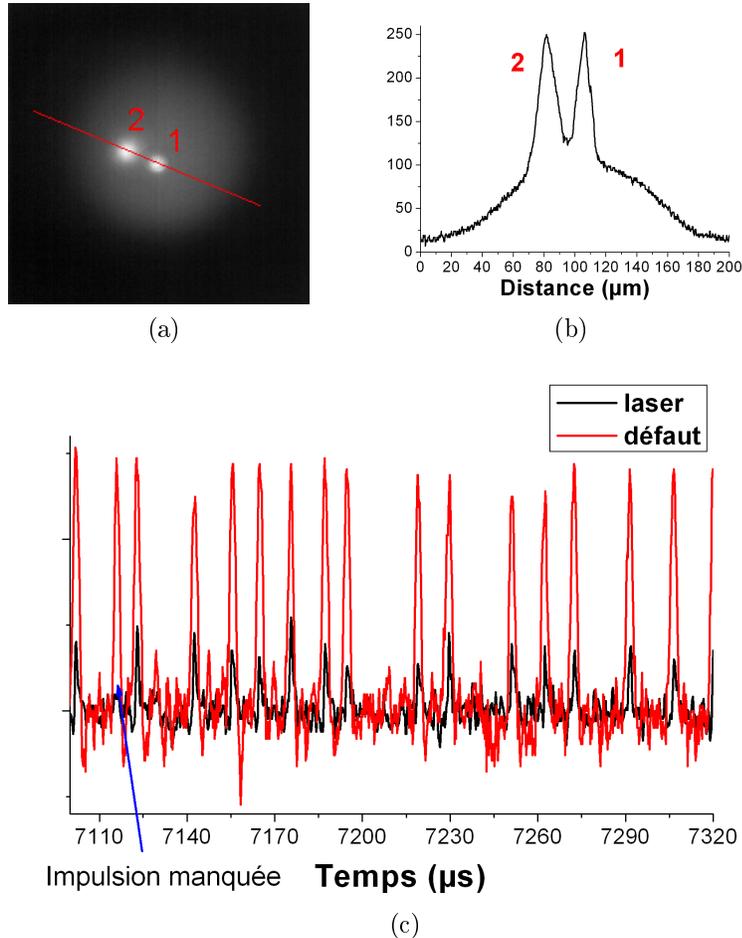


FIGURE 3.18: Défaut et structure localisée en interaction.

(a) Image, 1 étant le défaut et 2 le laser, (b) Coupe, (c) Signal.

Echantillon Gas272 : $T = -12^{\circ}\text{C}$, $i_p = 472,6\text{mV}$, amplitude de pompe = 10mV , fréquence de répétition = 1kHz .

Des études supplémentaires seraient utiles pour vraiment appréhender l'amplitude des applications de cette observation :

- Est-ce que l'interaction dépend de la distance entre les structures ? Pour pouvoir déterminer cela, il faudrait faire deux expériences différentes : écarter le défaut (et la structure 1 qui y est accrochée), tout en laissant la structure 2 immobile, ou faire l'inverse, tout en continuant à mesurer le signal émis par chacune d'entre elles. L'étude porterait donc sur l'augmentation ou la diminution de l'influence du défaut. Nous avons essayé de réaliser cette expérience mais l'écart obtenu entre les deux structures était trop faible pour pouvoir obtenir des résultats significatifs.

- Est-ce qu'une structure mobile en régime continu pourrait être amenée à osciller si on la fait passer à côté de la structure 1 fixe ? Il faudrait réussir à faire dériver la structure 2 dans la périphérie de la structure 1, et qu'elle ne soit pas arrêtée dans son élan, tout en continuant à

mesurer le signal temporel.

- Est-ce que d'autres structures localisées peuvent être écrites à côté ? Cela implique d'avoir une grande homogénéité de paramètres au niveau de la surface de l'échantillon.

Malheureusement, ces résultats n'étaient pas centraux dans l'étude à ce moment-là et nous avons gardé pour plus tard leur approfondissement.

3.6 Mode bistable et impulsif

La localisation est une propriété nécessaire à l'apparition des solitons de cavité. Néanmoins, des résultats très intéressants peuvent être obtenus si l'on ne cherche que des structures bistables et impulsives, comme ce qui va être développé dans ce paragraphe.

La Figure 3.19 (a) montre une image en champ proche d'une structure non-localisée, ressemblant à un mode TEM_{11} . On voit apparaître quatre points, très proches les uns des autres. Son signal temporel est présenté dans la Figure 3.19 (b) : lorsque la pompe est variée de façon sinusoïdale, on observe que le système émet des impulsions assez régulières, que l'on peut voir plus nettement sur la Figure 3.19 (c).

Sous le seuil, le système est excitable et donc des impulsions se déclenchent grâce au bruit. Au seuil, le laser démarre avec des impulsions de période infinie. Mais, au-dessus du seuil le bruit peut aussi déclencher des impulsions et perturber le cycle limite de grande période, d'où la difficulté à déterminer le seuil. Pour essayer de déterminer si le système est bistable, nous avons réalisé une analyse de signaux basée sur des transformées de Fourier. Il s'agit de réaliser 1024 transformées de Fourier de fenêtres juxtaposées de 512 points, et de les assembler en un même graphique. Cela nous donne l'évolution temporelle de la fréquence des impulsions sur toute la variation de la puissance de pompe. Par conséquent, lorsque le laser est près du seuil et que l'effet du bruit est important, la fréquence de répétition des impulsions sera indéfinie, alors que quand le laser aura véritablement démarré, on pourra voir apparaître la fréquence de façon bien définie.

Les résultats de cette analyse se trouvent sur la Figure 3.19 (d). Deux courbes se superposent : en rouge apparaît la variation de la puissance de pompe (comme sur la Figure 3.19 (b)), qui nous sert de repère temporel, tandis qu'en-dessous apparaît l'évolution temporelle des transformées de Fourier. L'abscisse est commune aux deux courbes, tandis que l'ordonnée de la courbe rouge est à droite, et celle des transformées de Fourier est à gauche. L'évolution temporelle des transformées de Fourier fait apparaître un demi-cercle, dont les bords déterminent l'allumage et l'extinction du laser. D'après ce graphique, on voit que le système démarre sur des oscillations de fréquence de répétition très faible, puis se stabilise à une fréquence autour de $190MHz$, et lorsque la puissance de pompe diminue, il s'éteint progressivement. Ce graphique permet de mettre en évidence le régime bistable dans lequel se trouve le système, car on voit clairement que le seuil d'allumage du laser correspond à une intensité de pompe supérieure au seuil d'extinction. On a donc bistabilité entre un état éteint du laser et un état oscillant, ce qui correspond au régime dynamique n°6 (Fig.3.20 de [30]). On y voit un point stable correspondant à l'état éteint, un cycle limite, ainsi qu'un point-selle qui détermine le seuil de bistabilité.

Cela constitue, à notre connaissance, la première mise en évidence de bistabilité dans un régime impulsif de commutation de pertes !

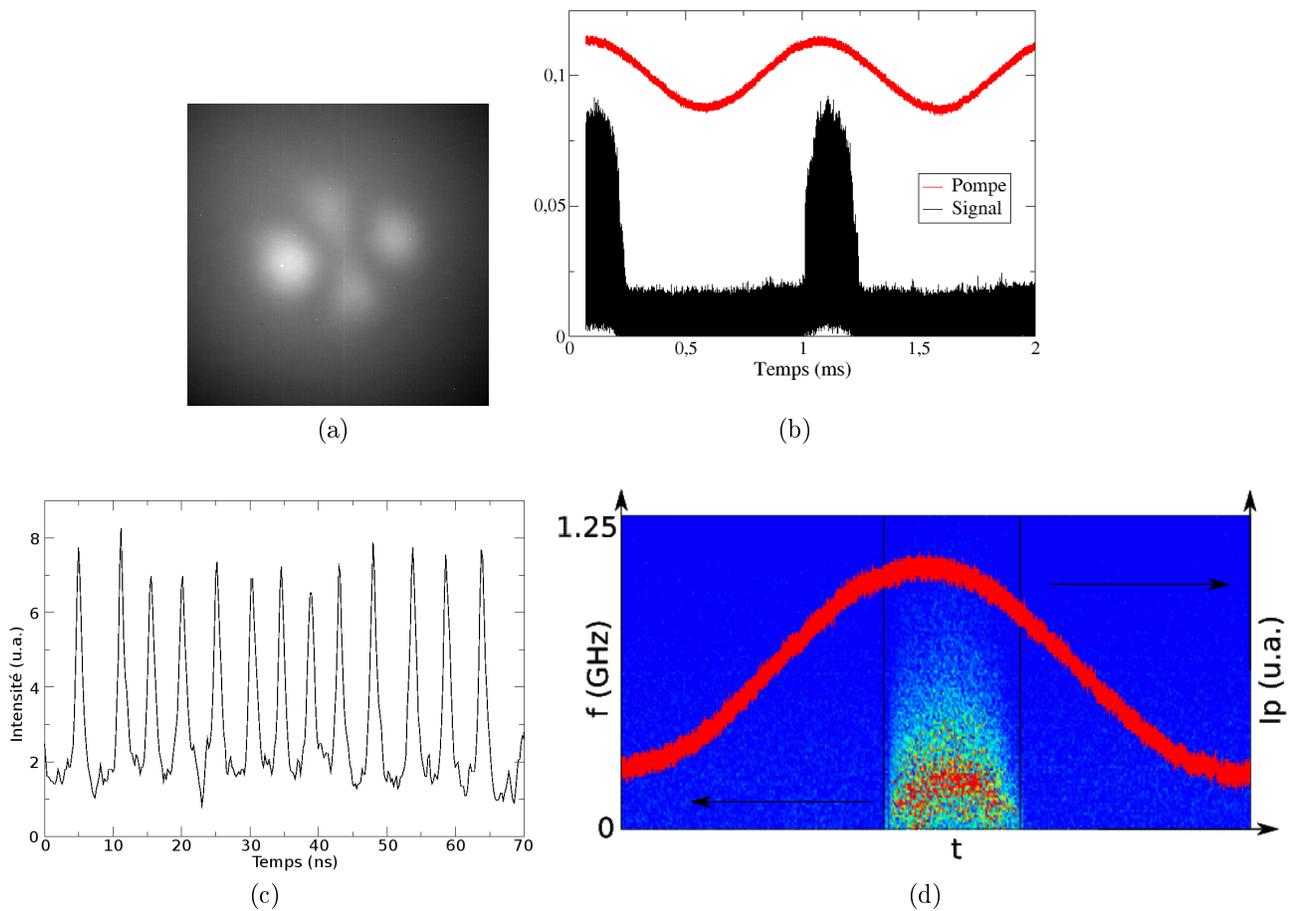


FIGURE 3.19: Mise en évidence de la bistabilité dans un système impulsionnel.

(a) Image en champ proche, (b) Signal, (c) Agrandissement du signal, (d) Courbe montrant la bistabilité.

$\lambda = 978,8nm$, $T = 4,5^{\circ}C$, $i_p = 549,3mV$, amplitude de la pompe = $10mV$, fréquence de répétition = $1kHz$.



FIGURE 3.20: Régime dynamique n°6 [30].

3.7 Structures localisées bistables et impulsives...

La suite du manuscrit sera consacrée au regroupement des trois propriétés nécessaires à la réalisation d'un laser à soliton de cavité : bistabilité, structuration spatiale et régime impulsif. En trois mots : dynamique spatio-temporelle bistable !

3.7.1 Cluster bistable en régime impulsif

La Figure 3.21 (a) montre un cluster de cinq structures localisées. Chaque structure a une largeur à mi-hauteur de $\sim 10\mu m$ et se tient à une distance de $\sim 7\mu m$ de son voisin : la Figure 3.21 (b) présente la coupe des trois structures du bas. Lorsque l'on varie la puissance de pompe de façon sinusoïdale, on observe que le système passe par deux régimes différents d'instabilités oscillantes (Fig.3.21 (c)).

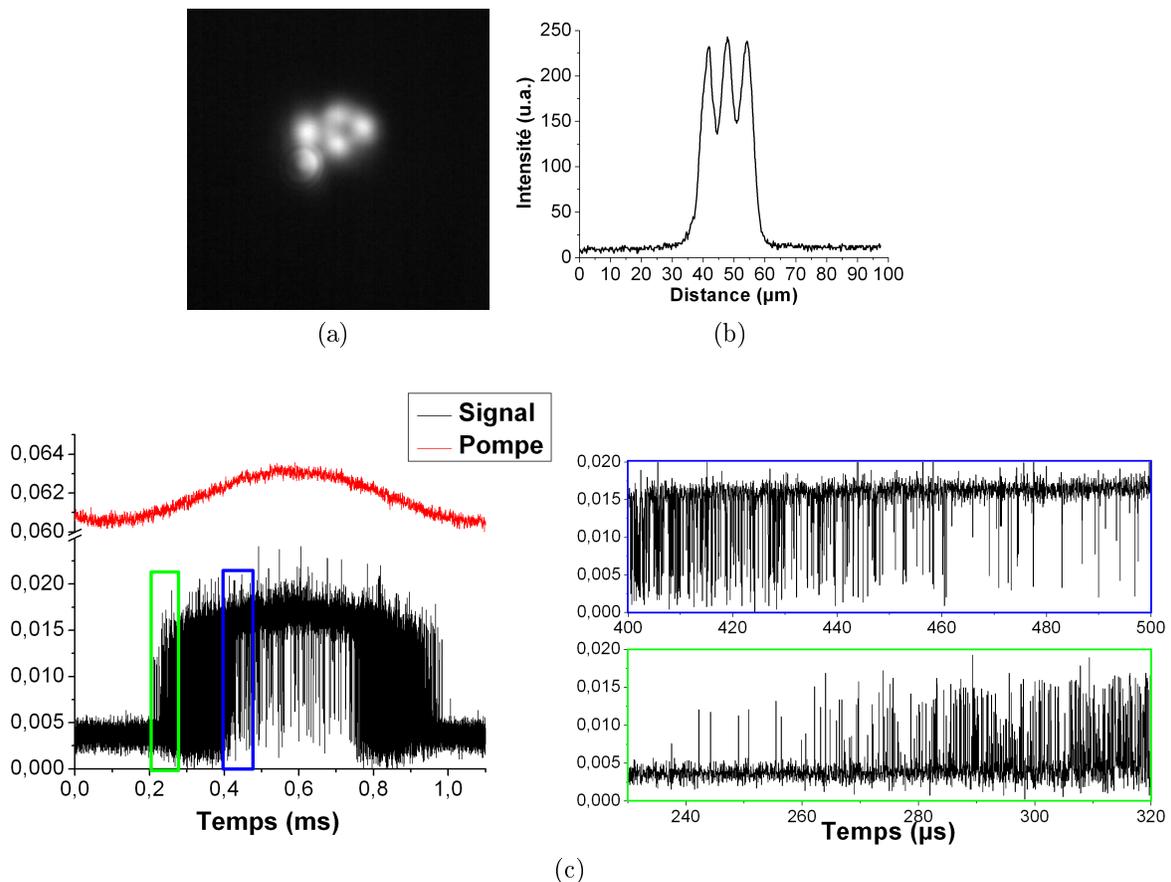


FIGURE 3.21: Cluster de cinq structures localisées.

(a) Image en champ proche ($150\mu m$ de côté), (b) Coupe, (c) Signal.

$\lambda = 973,9nm$, $T \sim 2^{\circ}C$, $i_p = 635,4mA$, amplitude de pompe = $10mV$, fréquence de répétition = $1kHz$.

Tout d'abord, dans l'encadré vert, on observe des oscillations qui partent du niveau éteint de la structure et dont la période diminue avec l'augmentation de la pompe. Puis, lorsque la

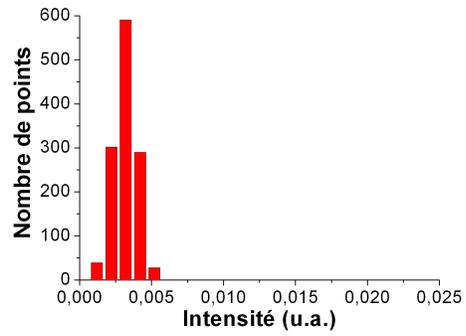
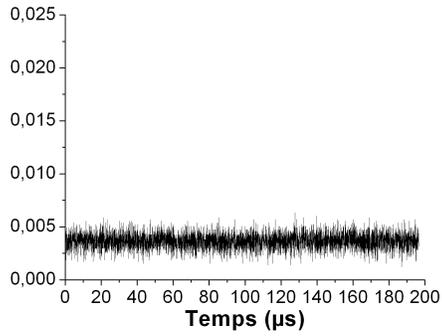
puissance du faisceau de pompe dépasse un certain seuil, on arrive à l’encadré bleu, où la base des oscillations passe sur le niveau haut (état allumé de la structure) et leur période augmente jusqu’à ce que les oscillations disparaissent. On se trouve alors dans un régime stable de la structure. Le phénomène s’inverse lorsque l’on diminue la puissance de pompe et se répète à chaque variation similaire de la pompe. La première phase des oscillations pourrait faire penser à de l’excitabilité mais un approfondissement dans l’étude des résultats est nécessaire afin de définir plus précisément ce qu’il se passe.

Pour essayer de déterminer la probabilité d’obtenir l’intensité correspondant au niveau haut ou bas, un histogramme des intensités a été réalisé. Pour avoir une idée des intensités moyennes des niveaux bas et haut, nous avons sélectionné une partie du signal et en avons fait l’histogramme. Les résultats se trouvent dans les Figures 3.22 (a) pour l’état bas et (b) pour l’état haut. On voit apparaître un pic situé respectivement vers 0,003 et 0,017 unités arbitraires pour (a) et (b). Si l’on regarde maintenant l’histogramme réalisé sur la partie intermédiaire, présenté à la Figure 3.22 (c) (pris sur un intervalle suffisamment petit pour que la pompe puisse être supposée constante) et correspondant à la zone où le signal “hésite” entre l’état haut et l’état bas, on voit que l’histogramme se scinde en deux pics pas totalement disjoints, dont les deux maxima correspondent aux deux états précédemment décrits. La hauteur des pics est similaire, ce qui implique que l’intensité est répartie équitablement entre l’état haut et l’état bas dans cette zone. Par conséquent, on peut en conclure que le système est bistable. Malheureusement, il n’est pas suffisamment stable pour permettre une montée nette sur le niveau supérieur. Le bruit semble perturber beaucoup le système le faisant sauter d’un état à l’autre.

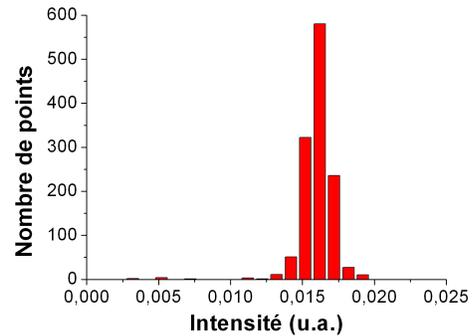
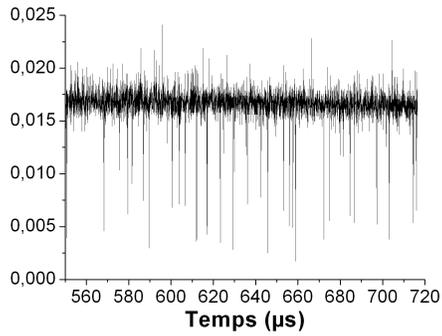
Une autre mesure concernant les temps de résidence dans les états haut et bas a également été réalisée. A un seuil d’intensité fixé, le temps de résidence correspond à l’intervalle de temps entre deux franchissements successifs de ce seuil (voir le dessin explicatif en Figure 3.23 (a)). L’état haut correspond à l’état allumé, tandis que l’état bas correspond à l’état éteint. Les résultats apparaissent dans la Figure 3.23 : les histogrammes pour l’état haut (b) et pour l’état bas (c) sont relativement identiques. Ils présentent des distributions exponentiellement décroissantes ressemblant à des oscillations amorties.

En présence de bruit seul, on s’attend à voir une distribution exponentiellement décroissante (en $e^{-\frac{t}{T_K}}$, où T_K est appelé temps de Kramers). Or, les figures présentent des oscillations décroissantes de façon exponentielle de période 40ns environ. Cette forme suggère qu’il y a une autre mécanique présent, avec une modulation supplémentaire.

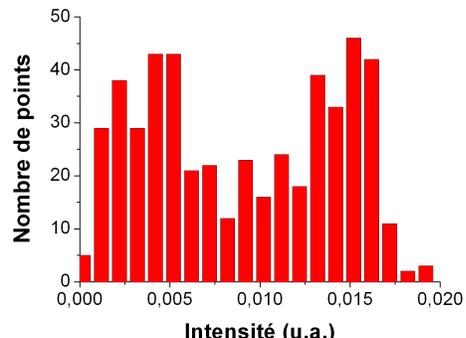
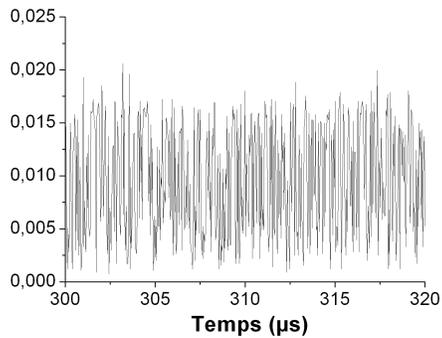
Ces histogrammes peuvent être comparés aux figures extraites de l’article [7] sur la résonance stochastique dans des VCSEL pompés électriquement. En effet, les auteurs ont observé que leur système “sautait” entre deux états de polarisations différentes pour un régime de paramètres bien déterminé. Ce phénomène est dû à la présence du bruit qui se superpose à la modulation de la pompe et crée des oscillations entre les deux niveaux. Ainsi, l’histogramme des intensités (Fig.3.24 de [7]), qui normalement devrait prendre la forme d’une gaussienne, se présente sous la forme de deux pics correspondant aux deux niveaux de polarisation, tout comme l’histogramme obtenu dans notre étude. Lorsque l’intensité de la pompe augmente (de gauche à droite sur la Figure), une transition apparaît entre la situation où l’intensité laser est principalement sur le niveau bas (pic de droite plus important) et celle où elle est principalement sur le niveau haut (pic de gauche plus important), en passant par une situation où les deux situations sont équivalentes, correspondant à un histogramme présentant deux pics non-disjoints. Selon l’article, cette situation correspond à une région bistable; pour le voir, il suffit



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.22: Histogrammes des intensités.
 (a) Niveau bas, (b) Niveau haut, (c) Niveau intermédiaire.

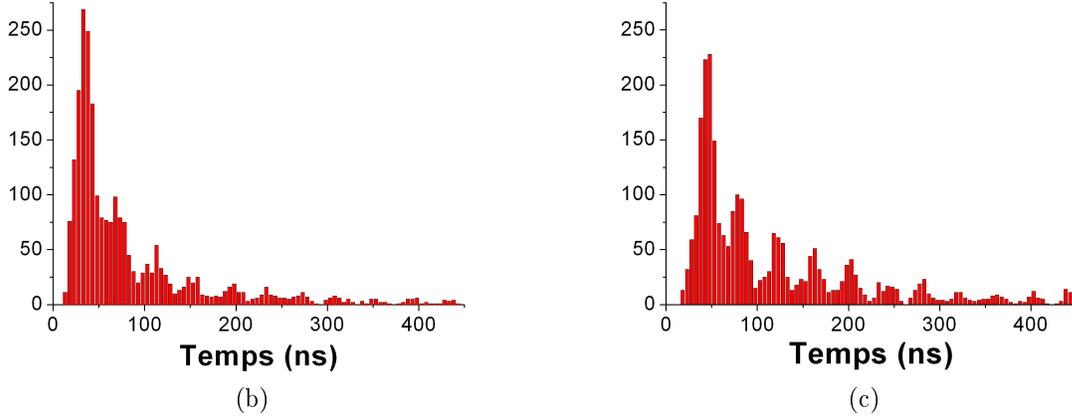
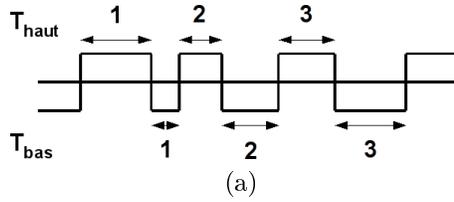


FIGURE 3.23: Histogrammes des temps de résidence dans les différents états.
 (a) Dessin explicatif, (b) Etat haut, (c) Etat bas.

d'interpréter ces distributions de probabilité comme des quasipotentiels obtenus en inversant l'axe vertical (Fig.3.25). On trouve alors deux puits de potentiel de même niveau, dans lequel le système va pouvoir se stabiliser. Lorsque l'on augmente l'intensité de la pompe, le système va sauter d'un puits à l'autre. Dans ce cas, le temps de Kramers représente le temps moyen pour s'échapper d'un puits de potentiel. En théorie, il est possible d'établir la bistabilité du système en modulant le courant de pompe à une fréquence beaucoup plus grande que le temps de Kramers. De ce fait, les sauts induits par le bruit auront une probabilité très faible et une courbe d'hystérésis peut être obtenue. Nous n'avons pas réalisé cette mesure parce que le laser de pompe ne peut pas être modulé à une telle fréquence.

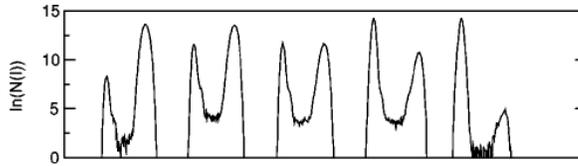


FIGURE 3.24: Histogrammes de l'intensité laser pour différents courants de pompe issus de [7].
 (augmentation de gauche à droite)

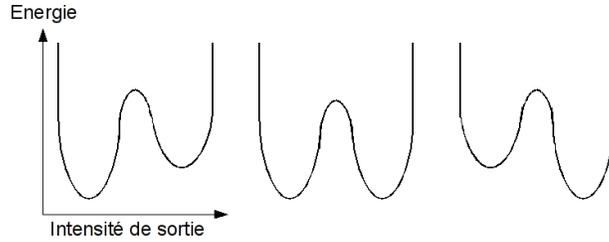


FIGURE 3.25: Evolution des puits de potentiel lorsqu'on augmente la puissance de pompe. Gauche : niveau bas, Centre : bistabilité, Droite : niveau haut.

La Figure 3.26 issue de [7] donne la distribution de probabilité des temps de résidence pour le niveau haut en variant l'intensité du bruit et en gardant la modulation de la pompe constante. On voit clairement apparaître, dans le premier graphique, les oscillations décroissantes observées dans la Figure 3.23.

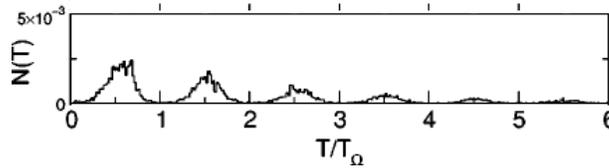


FIGURE 3.26: Figure de l'article [7].

Distribution de probabilité du temps de résidence du niveau haut pour différentes intensités de bruit (augmentation de haut en bas).

Par conséquent, les histogrammes obtenus suggèrent bien la présence d'une modulation supplémentaire qui vient perturber la commutation entre l'état éteint et l'état allumé du laser. Comme le signal détecté par la photodiode à avalanche regroupe les signaux émis par les cinq structures et qu'il envoie une moyenne à l'oscilloscope, cette modulation pourrait être due au fait que les cinq structures n'oscillent pas en harmonie et que cela perturbe le système. Ainsi, le système correspondant à un cluster de cinq structures localisées est bien bistable mais il saute de l'état allumé à l'état éteint à cause du bruit. Ces oscillations ne constituent pas un régime impulsionnel suffisamment stable pour que nous puissions l'utiliser pour créer des solitons de cavité impulsionnels, mais l'étude qui en résulte au niveau de l'effet du bruit sur le système est très intéressante.

3.7.2 Ecriture effacement d'un ensemble de structures localisées bistables impulsionnelles

Une seconde observation expérimentale de systèmes oscillants bistables a pu être réalisée avec un 'cluster' de trois structures localisées, oscillant de façon non-régulière et présenté sur la Figure 3.27.

La Figure 3.27 (a) montre ainsi l'image en contraste inversé de ces trois structures localisées, avec deux structures clairement visibles sur la droite et une troisième qui apparaît très faiblement

sur la gauche, entourée d'un cercle rouge. L'étude de leur signal temporel permet d'établir que les structures sont bistables et suffisamment stables pour pouvoir être écrites et effacées. Le processus d'écriture-effacement est identique à celui décrit au chapitre 1 et utilisé au chapitre 2 : le faisceau d'écriture émet des impulsions de 60ps avec un taux de répétition de 400kHz et une puissance d'écriture de 15mW . Dans la Figure 3.27 (b), on observe en rouge les impulsions d'écriture et en noir le signal émis par l'agrégat, qui présente des oscillations non-régulières. On observe que le signal émis par la structure démarre au niveau d'une impulsion rouge et s'éteint au niveau de l'impulsion rouge suivante.

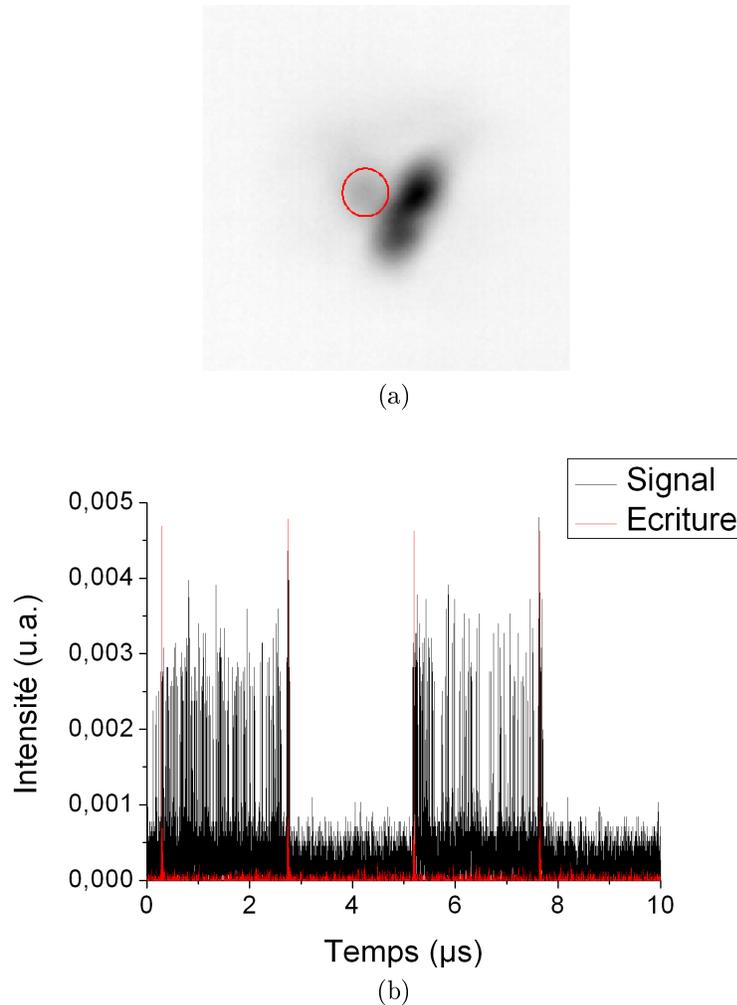


FIGURE 3.27: Ecriture-effacement d'une structure localisée impulsionnelle.

(a) Image en champ proche (contraste inversé), (b) Trace temporelle.

Echantillon Gas272, $T = -0,3^{\circ}\text{C}$, $i_p = 510,7\text{mV}$ cw, Faisceau d'écriture : puissance = 15mW au niveau de l'échantillon, fréquence = 400kHz .

Le manque de régularité des oscillations peut être dû au fait que les trois structures oscillent de façon asynchrone, ce qui brouille le signal relevé par le détecteur. Néanmoins, ce résultat est le premier qui démontre un processus d'écriture-effacement sur un ensemble de structures localisées oscillantes. Ces travaux ne sont pas achevés, car il faut encore trouver une structure

localisée unique, bistable et impulsionnelle qui nous permettrait de prouver que les solitons de cavité impulsionnels existent réellement comme le prévoit la théorie [73].

Ainsi après avoir effectué une étude de l'influence de la taille du faisceau de pompe sur le VCSEL-SA et de la température sur la présence de régimes impulsionnels, différents régimes dynamiques ont été observés. De nombreux résultats nous rapprochent du laser à soliton de cavité impulsionnel mais le regroupement de toutes les propriétés au cours d'une même observation (bistabilité, localisation, régime impulsionnel) est particulièrement ardu. Il a été possible d'observer un comportement bistable et impulsionnel pour une structure qui ressemble à un mode TEM_{11} , un comportement impulsionnel pour une structure localisée unique et enfin un regroupement des trois propriétés dans une structure bistable impulsionnelle et dans un agrégat composé de trois structures localisées, que l'on a pu écrire et effacer à l'aide d'un faisceau d'écriture impulsionnel. Un résultat intéressant concernant la structure localisée accrochée à un défaut de l'échantillon nous ouvre de nouvelles perspectives de recherche pour rendre impulsionnelles d'autres structures localisées.

Conclusion

Ce travail de thèse a permis un avancement important dans les recherches sur le laser à soliton de cavité. En effet, les deux études réalisées dans les régimes continu et impulsionnel ont permis d'appréhender les difficultés liées à la réalisation d'un tel dispositif dans des lasers à semiconducteurs en présence d'un absorbant saturable, et de rapporter des observations originales.

Des résultats très encourageants ont été obtenus dans des microcavités VCSEL-SA avec l'écriture et l'effacement à répétition d'une structure localisée unique en régime continu. Cette structure est très proche d'un soliton de cavité, car elle est bistable et localisée. Il ne manque que peu de choses pour réussir à écrire d'autres solitons. Le problème majeur repose sur le démarrage d'un régime impulsionnel lorsque l'on agrandit la surface pompée pour essayer d'écrire d'autres structures localisées. L'étude réalisée sur l'influence de la taille du faisceau de pompe n'a pas permis d'élucider complètement ce phénomène. D'un point de vue théorique, cet effet est très intéressant car la dynamique temporelle est dictée dans ce cas par le couplage spatial. Sa compréhension permettrait de réaliser de nouveaux échantillons VCSEL-SA qui se prémunissent de cet inconvénient et où il serait possible d'observer et de contrôler de façon systématique les solitons de cavité.

D'autre part, lors de l'étude réalisée dans le régime impulsionnel, de nombreuses indications nous ont mis sur la piste de structures localisées bistables et oscillantes, que l'on a pu écrire et effacer. Cette observation nous conforte dans l'idée que la réalisation du laser à soliton de cavité impulsionnel est bientôt à portée de main. Cependant, le nombre de paramètres à contrôler est très important (temps de vie des porteurs dans les milieux à gain et à absorbant saturable, absorption, gain, pertes, température, puissance de pompe) et peu d'entre eux sont à la fois ajustables et indépendants, ce qui complique la maîtrise de l'apparition de telles structures.

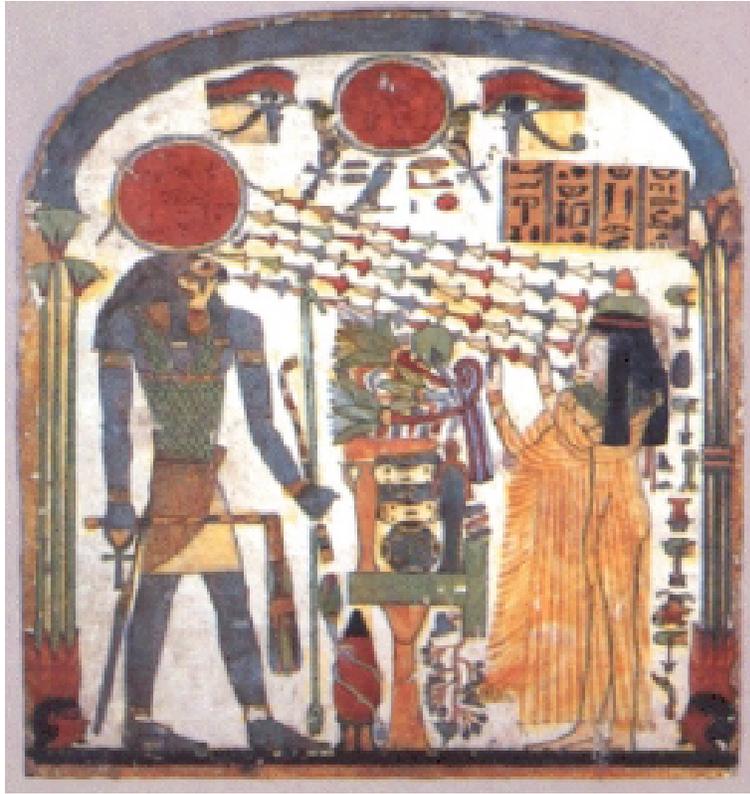
Enfin, les études réalisées dans des VECSEL nous ont montré que les différentes propriétés nécessaires à l'apparition de solitons de cavité sont observables dans nos systèmes, car il a été possible de trouver de la bistabilité, de la structuration spatiale et même des régimes impulsionnels, mais la mise en commun de toutes ces propriétés est particulièrement difficile. Le nombre de paramètres est encore plus important que dans les VCSEL-SA, car il faut tenir compte de la configuration de la cavité afin de garantir sa stabilité, de permettre l'apparition de bistabilité et de conserver un nombre de Fresnel suffisant pour obtenir un régime impulsionnel. Par conséquent, les travaux réalisés à Nice [38] et à Strathclyde [88] sur les microcavités avec rétroaction semblent plus prometteurs car le VCSEL servant de milieu à gain émet directement une lumière laser lorsqu'il est pompé au-dessus du seuil. Cela permet de découpler les problèmes de maintien du nombre de Fresnel dans la cavité de l'obtention de l'oscillation laser, les pertes dans la cavité externe ne jouant alors pas un rôle prépondérant. De plus, la microcavité

garantit un nombre de Fresnel élevé qu'il suffit de conserver lors de la rétroaction. Bien que les systèmes monolithiques aient l'avantage de leur compacité, un inconvénient majeur qui en découle est la perte de contrôle sur l'absorbant saturable. Il peut ainsi être particulièrement intéressant de pouvoir contrôler l'absorbant saturable en le soumettant à une tension inverse, afin de faire varier de façon externe ses paramètres (bande interdite par effet Stark, taux de recombinaison des porteurs). Une observation intéressante a récemment été présentée dans l'article de E.J.Saarinen et al. [79], consiste en une cavité étendue en forme de Z, avec deux miroirs sphériques, un demi-VCSEL et un SESAM. Ils montrent la possibilité d'obtenir de la bistabilité entre l'état éteint et un régime impulsif à blocage de modes (sans structuration spatiale), en modifiant le caractère résonnant ou anti-résonnant du milieu à gain. Cependant ce système présente un nombre de Fresnel bas, et l'extension à une cavité à grand nombre de Fresnel se heurtera sans doute aux difficultés que nous avons rencontrées.

Une des difficultés actuelles pour l'avancement des recherches sur les systèmes à cavité étendue et à blocage de modes réside dans le manque de modèles suffisamment proches des systèmes réels. Des modèles ont déjà commencé à être développés afin de décrire les cavités étendues ([18, 22] dans des cavités en anneau), mais ils sont moins précis que ceux qui détaillent les microcavités. Pour connaître les valeurs de paramètres et les configurations qui permettent d'observer toutes les propriétés simultanément dans des VECSEL, il serait nécessaire d'élaborer un modèle complet et précis de ces cavités.

En conclusion, l'allumage à volonté et la rapidité à laquelle répondent les solitons de cavité en régime laser nous permettent d'espérer obtenir des applications dans le traitement de l'information tout-optique dans un avenir pas trop lointain. Une combinaison de sources spatialement indépendantes et de balles de lumière permettra de traiter et d'envoyer des informations avec de la lumière laser uniquement.

Le laser à soliton de cavité impulsif, bien qu'innovant dans sa réalisation, semble en fait avoir déjà été réalisé dans le passé, au vu de la Figure ci-dessous. Néanmoins cette technologie ayant été perdue avec le temps, il est nécessaire de chercher une nouvelle manière de réaliser ce laser. Ce manuscrit constitue, je l'espère, une étape qui permettra d'atteindre ce but.



Ré Horaky (le Soleil à midi) transmet un faisceau lumineux composé de multiples balles de lumière multicolores à Tapéret (800-900 avant J.C), Louvre, Paris

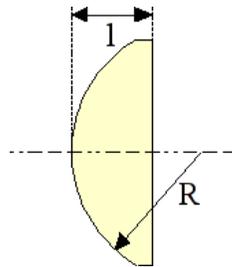
Annexes

Tableau récapitulatif des lentilles utilisées

Les lentilles utilisées dans les cavités VECSEL sont faites en BK7 dont l'indice de réfraction vaut $n = 1,50687$. Leurs caractéristiques sont données par le tableau et le dessin ci-dessous. Elles ont été recouvertes d'une couche d'anti-reflet qui fait descendre la réflectivité simple passage à moins de 0,1% par face dans la gamme de longueurs d'onde 975-1050nm.

Focale (mm)	Diamètre (mm)	l (mm)	R (mm)	Nomenclature
25,4	12,7	4,638	13,127	KPX043
38,1	12,7	4,052	19,690	KPX046

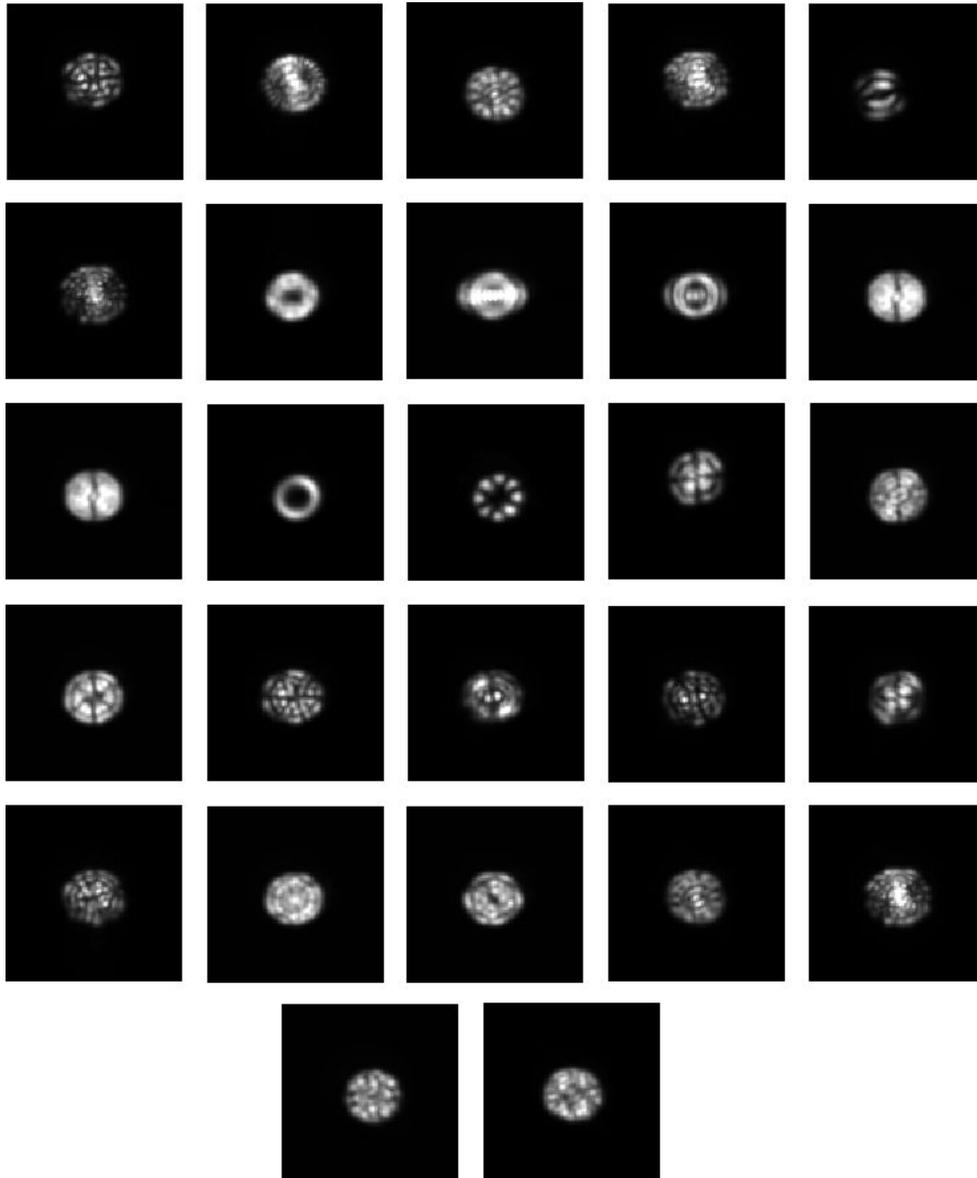
Tableau des données définissant les lentilles utilisées



Caractéristiques de la lentille

Modes transverses d'une cavité VECSEL

Une cavité VECSEL à nombre de Fresnel relativement grand présente de nombreux modes transverses, comme on peut le voir dans l'image ci-dessous. Tous ces champs lointains sont issus d'une cavité de type 2 avec $d_1 = 4,75\text{cm}$, $L = 23,2\text{cm}$, $R = 7,35\text{cm}$, avec une température de Peltier réglée à $15,09^\circ\text{C}$ et sous un pompage impulsionnel de durée $200\mu\text{s}$ et de période $4,2\text{ms}$. Les différentes images sont obtenues en variant très faiblement l'inclinaison du miroir.



Différents motifs observés en champ lointain

Bibliographie

- [1] F Abeliçoes. Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. application aux couches minces. *Annales de Physique*, 5 :596, 1950.
- [2] T Ackemann, B Giese, B Schöepers, and W Lange. Investigations of pattern forming mechanisms by fourier filtering : properties of hexagons and the transition to stripes in an anisotropic system. *Journal of Optics B : Quantum Semiclassical Optics*, 1 :70, 1999.
- [3] T Ackemann and W Lange. Non- and nearly hexagonal patterns in sodium vapor generated by single-mirror feedback. *Physical Review A*, 50(6) :R4468, 1994.
- [4] J.A Arnaud. Degenerate optical cavities. *Applied Optics*, 8(1) :189–196, January 1969.
- [5] J.A Arnaud. Degenerate optical cavities. ii : Effect of misalignments. *Applied Optics*, 8(9) :1909–1917, September 1969.
- [6] Barbay. Self-pulsing in a monolithic, optically-pumped vcsel with a saturable absorber.
- [7] S Barbay, G Giacomelli, and F Marin. Stochastic resonance in vertical cavity surface emitting lasers. *Physical Review E*, 61(1) :157, 2000.
- [8] S Barbay and R Kuszelewicz. Physical model for the incoherent writing/erasure of cavity solitons in semiconductor optical amplifiers. *Optics Express*, 15(19) :12457–12463, September 2007.
- [9] S Barbay, Y Mèneseguen, X Hachair, L Leroy, I Sagnes, and R Kuszelewicz. Incoherent and coherent writing and erasure of cavity solitons in an optically pumped semiconductor amplifier. *Optics Letters*, 31(10) :1504–1506, May 2006.
- [10] S Barbay, Y Mèneseguen, I Sagnes, and R Kuszelewicz. Cavity optimization of optically pumped broad-area microcavity lasers. *Applied Physics Letters*, 86 :151119, 2005.
- [11] S Barland, O Piro, M Giudici, J.R Tredicce, and S Balle. Experimental evidence of van der pol-fitzhugh-nagumo dynamics in semiconductor optical amplifiers. *Physical Review E*, 68 :036209, 2003.
- [12] S Barland, J.R Tredicce, M Brambilla, L.A Lugiato, S Balle, M Giudici, T Maggipinto, L Spinelli, G Tissoni, T Knöedl, M Miller, and R Jäger. Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities. *Nature*, 419 :699–702, October 2002.
- [13] H Benisty, H De Neve, and C Weisbuch. Impact of planar microcavity effects on light extraction - part i : Basic concepts and analytical trends. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(9) :1612, September 1998.

- [14] H Benisty, R Stanley, and M Mayer. Method of source terms for dipole emission modification in modes of arbitrary planar structures. *Journal of the Optical Society of America A*, 15(5) :1192, May 1998.
- [15] E Benkler, M Kreuzer, R Neubecker, and T Tschudi. Experimental control of unstable patterns and elimination of spatiotemporal disorder in nonlinear optics. *Physical Review Letters*, 84(5) :879, 2000.
- [16] U Bortolozzo and S Residori. Storage of localized structure matrices in nematic liquid crystals. *Physical Review Letters*, 96 :037801, January 2006.
- [17] A Bouchier. *Développement d'une nouvelle source laser impulsionnelle à base d'amplificateur à fibres dopées à l'ytterbium*. PhD thesis, LCFIO, 2005.
- [18] M Brambilla, L Columbo, and T Maggipinto. Three-dimensional self-organized patterns in the field profile of a ring cavity resonator. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 6 :S197, 2004.
- [19] M Brambilla, L.A Lugiato, F Prati, L Spinelli, and W.J Firth. Spatial soliton pixels in semiconductor devices. *Physical Review Letters*, 79(11) :2042–2045, September 1997.
- [20] M Brambilla, T Maggipinto, G Patera, and L Columbo. Cavity light bullets : Three-dimensional localized structures in a nonlinear optical resonator. *Physical Review Letters*, 93(20) :203901, November 2004.
- [21] E Caboche, F Pedaci, P Genevet, S Barland, M Giudici, J Tredicce, G Tissoni, and L.A Lugiato. Microresonator defects as sources of drifting cavity solitons. *Physical Review Letters*, 102 :163901, 2009.
- [22] L Columbo, I.M Perrini, T Maggipinto, and M Brambilla. 3d self-organized patterns in the field profile of a semiconductor resonator. *New Journal of Physics*, 8 :312, 2006.
- [23] B Crosignani and G Salamo. Photorefractive solitons. *Optics and Photonics News*, 13 :38, 2002.
- [24] D Dangoisse, D Hennequin, C Lepers, E Louvergneaux, and P Glorieux. Two-dimensional optical lattices in a co2 laser. *Physical Review A*, 46(9) :5955, November 1992.
- [25] M.H Darcy and M.H Bazin. *Recherches Hydrauliques*. Paris : Imprimerie Impériale, 1865. Deuxième Partie.
- [26] R De La Fuente, A Barthelemy, and C Froehly. Spatial-soliton-induced guided waves in a homogeneous nonlinear kerr medium. *Optics Letters*, 16(11) :793, 1991.
- [27] C Degen, I Fischer, and W Elsässer. Transverse modes in oxide confined vcsels : influence of pump profile, spatial hole burning, and thermal effects. *Optics Express*, 5(3) :38, August 1999.
- [28] C Denz, M Schwab, M Sedlatschek, and T Tschudi. Pattern dynamics and competition in a photorefractive feedback system. *Journal of the Optical Society of America B*, 15(7) :2057, 1998.
- [29] R Dingle and C.H Henry. Quantum effects in heterostructure lasers, Septembre 1976.
- [30] J.L.A Dubbeldam and B Krauskopf. Self-pulsations of lasers with saturable absorber : dynamics and bifurcations. *Optics Communications*, 159 :325–338, 1999.

- [31] J.L.A. Dubbeldam, B Krauskopf, and D Lenstra. Excitability and coherence resonance in lasers with saturable absorber. *Physical Review E*, 60(6) :6580, December 1999.
- [32] D.J. Lockwood edition, editor. *Luminescence and structural properties of (In,Ga)As/GaAs quantum dots*. World Scientific, Singapore, 1995, 1994. Proceedings of the 22nd International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-22), (Vancouver, Canada, 1994) Author : Ledentsov, N.N and Grundmann, M and Kirstaedter, N and Christen, J and Heitz, R and Biczok, J and Heinrichsdorff, F and Bimberg, D and Ruvimov, S.S and Werner, P and Richter, U and Güzösele, U and Heydenreich, J and Ustinov, V.M and Egorov, A.Yu and Maximov, M.V and Kopev, P.S and Alferov, Zh.I.
- [33] L Esaki and R Tsu. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM Journal of Research and Development*, 14 :61, 1970.
- [34] G Fibich and B Ilan. Optical light bullets in a pure kerr medium. *Optics Letters*, 29(8) :887, 2004.
- [35] W.J Firth and A.J Scroggie. Spontaneous pattern formation in an absorptive system. *Europhysics Letters*, 26 :521, 1994.
- [36] W.J Firth and A.J Scroggie. Optical bullet holes : Robust controllable localized states of a nonlinear cavity. *Physical Review Letters*, 76 :1623, 1996.
- [37] W.J Firth and C.O Weiss. Cavity and feedback solitons. *Optics and Photonics News*, 13(2) :54–58, February 2002.
- [38] P Genevet, S Barland, M Giudici, and J.R Tredicce. Cavity soliton laser based on mutually coupled semiconductor microresonators. *Physical Review Letters*, 101(12) :123905, 2008.
- [39] P Genevet, S Barland, M Giudici, and J.R Tredicce. Stationary localized structures and pulsing structures in a cavity soliton laser. *Physical Review A*, 79 :033819, 2009.
- [40] S Gigan, L Lopez, N Treps, A Maître, and C Fabre. Image transmission through a stable paraxial cavity. *Physical Review A*, 72 :023804, 2005.
- [41] G Giusfredi, J.F Valley, R Pon, G Khitrova, and H.M Gibbs. Optical instabilities in sodium vapor. *Journal of the Optical Society of America B*, 5(5) :1181, 1988.
- [42] P Grell, J.M Soto-Crespo, and N Akhmediev. Light bullets and dynamic pattern formation in nonlinear dissipative systems. *Optics Express*, 13(23) :9352, 2005.
- [43] X Hachair, S Barbay, T Elsass, I Sagnes, and R Kuszelewicz. Transverse spatial structure of a high fresnel number vertical external cavity surface emitting laser. *Optics Express*, 16(13) :9519–9527, 2008.
- [44] X Hachair, S Barland, L Furfaro, M Giudici, S Balle, J.R Tredicce, M Brambilla, T Maggipinto, I.M Perrini, G Tissoni, and L Lugiato. Cavity solitons in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers below threshold. *Physical Review A*, 69 :043817, 2004.
- [45] G.K Harkness, G.-L Oppo, E Benkler, M Kreuzer, R Neubecker, and T Tschudi. Fourier space control in an lclv feedback system. *Journal of Optics B : Quantum Semiclassical Optics*, 1 :177, 1999.
- [46] S.P Hegarty, G Huyet, J.G McInerney, and K.D Choquette. Pattern formation in the transverse section of a laser with a large fresnel number. *Physical Review Letters*, 82(7) :1434–1437, February 1999.

- [47] R Herrero, E Grosse Westhoff, A Aumann, T Ackemann, Yu.A Logvin, and W Lange. Twelfefold quasiperiodic patterns in a nonlinear optical system with continuous rotational symmetry. *Physical Review Letters*, 82(23) :4627, 1999.
- [48] T Honda. Hexagonal pattern formation due to counterpropagation in knbo3. *Optics Letters*, 18(8) :598, 1993.
- [49] T Honda. Flow and controlled rotation of the spontaneous optical hexagon in knbo3. *Optics Letters*, 20(8) :851, 1995.
- [50] T Honda and H Matsumoto. Buildup of spontaneous hexagonal patterns in photorefractive batio3 with a feedback mirror. *Optics Letters*, 20(17) :1755, 1995.
- [51] G Huyet. *Dynamique spatio-temporelle des lasers*. PhD thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis, 1995.
- [52] S.J Jensen, M Schwab, and C Denz. Manipulation, stabilization, and control of pattern formation using fourier space filtering. *Physical Review Letters*, 81(8) :1614, 1998.
- [53] E Kapon. *Semiconductor lasers I : Fundamentals*. Academic Press, 1999.
- [54] W Koechner. *Solid-state laser engineering*. Springer, 2006.
- [55] D.G Lancaster and J.M Dawes. Thermal-lens measurement of a quasi steady-state repetitively flashlamp-pumped cr, tm, ho :yag laser. *Optics and Laser Technology*, 30 :103–108, 1998.
- [56] G Leuchs and N Korolkova. Entangling fiber solitons : quantum noise engineering for interferometry and communication. *Optics and Photonics News*, 13 :64, 2002.
- [57] Q Li, Z Wang, and T Zuo. A method measuring thermal lens focal length of all rays polarized in radial and tangential direction of high power nd :yag laser. *Optics Communication*, 241 :155–158, 2004.
- [58] D Lorensen, D.J.H.C Maas, H.J Unold, A.-R Bellancourt, B Rudin, E Gini, D Ebling, and U Keller. 50-ghz passively mode-locked surface-emitting semiconductor laser with 100-mw average output power. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 42(8) :838–846, August 2006.
- [59] L.A Lugiato, F Prati, G Tissoni, M Brambilla, S Barland, M Giudici, and J Tredicce. *Cavity solitons in semiconductor devices*. Springer, 2007.
- [60] T Maggipinto, M Brambilla, and L Columbo. 3d cavity light bullets in a nonlinear optical resonator. *ICTON*, 2003.
- [61] K Mahmoud Aghdami, F Prati, P Caccia, G Tissoni, L.A Lugiato, R Kheradmand, and H Tajalli. Comparison of different switching techniques in a cavity soliton laser. *The European Physical Journal D*, 47 :447–455, 2008.
- [62] A.V Mamaev and M Saffman. Selection of unstable patterns and control of optical turbulence by fourier plane filtering. *Physical Review Letters*, 80(16) :3499, 1998.
- [63] Y Mičenesguen. *Motifs transverses et solitons de cavité dans des microrésonateurs à semiconducteurs pompés optiquement*. PhD thesis, Université Paris 6, 2006.
- [64] Y Mičenesguen, S Barbay, X Hachair, L Leroy, I Sagnes, and R Kuszelewicz. Optical self-organization and cavity solitons in optically pumped semiconductor microresonators. *Physical Review A*, 74 :023818, 2006.

- [65] W Nakwaski and R.P Sarzala. Transverse modes in gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers. *Optics Communications*, 148 :63–69, March 1998.
- [66] R Neubecker and E Benkler. Empirical bifurcation analysis of optical pattern formation. *Physical Review E*, 65 :066206, 2002.
- [67] R Neubecker, E Benkler, R Martin, and G-L Oppo. Manipulation and removal of defects in spontaneous optical patterns. *Physical Review Letters*, 91(11) :113903, 2003.
- [68] B Neuenschwanden, R Weber, and H.P Weber. Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(6) :1082–1087, June 1995.
- [69] F Pedaci, S Barland, E Caboche, P Genevet, M Giudici, J.R Tredicce, T Ackemann, A.J Scroggie, W.J Firth, G.-L Oppo, G Tissoni, and R Jüçeger. All-optical delay line using semiconductor cavity solitons. *Applied Physics Letters*, 92 :011101, January 2008.
- [70] F Pedaci, P Genevet, S Barland, M Giudici, and J.R Tredicce. Positioning cavity solitons with a phase mask. *Applied Physics Letters*, 89 :221111, 2006.
- [71] F Pedaci, G Tissoni, S Barland, M Giudici, and J Tredicce. Mapping local defects of extended media using localized structures. *Applied Physics Letters*, 93(11) :111104, 2008.
- [72] F Prati, P Caccia, G Tissoni, L.A Lugiato, K Mahmoud Aghdami, and H Tajalli. Effects of carrier radiative recombination on a vcsel-based cavity soliton laser. *Applied Physics B*, 88 :405, 2007.
- [73] N.N Rosanov, S.V Fedorov, and A.N Shatsev. Pulsating solitons in a laser with relaxation of gain and saturable absorption. *Optics and Spectroscopy*, 91(2) :232, 2001.
- [74] N.N Rosanov, S.V Fedorov, and A.N Shatsev. Nonstationary multivortex and fissionable soliton-like structures of laser radiation. *Optics and Spectroscopy*, 95(6) :843, 2003.
- [75] N.N Rosanov, S.V Fedorov, and A.N Shatsev. Energy-flow patterns and bifurcations of two-dimensional cavity solitons. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 98(3) :427, 2004.
- [76] N.N Rosanov, S.V Fedorov, and A.N Shatsev. Curvilinear motion of multivortex laser-soliton complexes with strong and weak coupling. *Physical Review Letters*, 95 :053903, 2005.
- [77] N.N Rosanov, S.V Fedorov, and A.N Shatsev. Two-dimensional laser soliton complexes with weak, strong, and mixed coupling. *Applied Physics B*, 81 :937, 2005.
- [78] J.S Russell. Report of the fourteenth meeting of the british association for the advancement of science. Plates XLVII-LVII, pages 311–390, York, September 1844.
- [79] E.J Saarinen, J Lyytikäinen, and O.G Okhotnikov. Hysteresis and multiple pulsing in a semiconductor disk laser with a saturable absorber. *Physical Review E*, 78 :016207, 2008.
- [80] M Schulz-Ruthenberg, I.V Babushkin, N.A Loiko, T Ackemann, and K.F Huang. Transverse patterns and length-scale selection in vertical-cavity surface-emitting lasers with a large square aperture. *Applied Physics B*, 81 :945–953, 2005.
- [81] M Segev. Solitons : a universal phenomenon of self-trapped wave packets. *Optics and Photonics News*, 13 :27, 2002.
- [82] Y Silberberg. Collapse of optical pulses. *Optics Letters*, 15(22) :1282, 1990.

- [83] J.M Soto-Crespo, P Grelu, and N Akhmediev. Optical bullets and "rockets" in nonlinear dissipative systems and their transformations and interactions. *Optics Express*, 14(9) :4013, 2006.
- [84] K Staliunas, V.B Taranenkov, G Slekyš, R Viselga, and C.O Weiss. Moving spatial solitons in active nonlinear-optical resonators. *Physical Review A*, 57(1) :599, 1998.
- [85] G.I Stegeman and M Segev. Optical spatial solitons and their interactions : universality and diversity. *Science*, 286 :1518, 1999.
- [86] G.I.A Stegeman, D.N Christodoulides, and M Segev. Optical spatial solitons : historical perspectives. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6) :1419, 2000.
- [87] Y Tanguy, T Ackemann, W.J Firth, and R Jüçeger. Realization of a semiconductor-based cavity soliton laser. *Physical Review Letters*, 100(1) :013907, 2008.
- [88] Y Tanguy, N Radwell, T Ackemann, and R Jüçeger. Characteristics of cavity solitons and drifting excitations in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers with frequency-selective feedback. *Physical Review A*, 78(2) :023810, August 2008.
- [89] L Torner and A.P Sukhorukov. Quadratic solitons. *Optics and Photonics News*, 13 :42, 2002.
- [90] W.T Tsang. Extremely low threshold (alga)as graded-index waveguide separate-confinement heterostructure lasers grown by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 40 :217, 1982.
- [91] A.G Vladimirov, J.M McSloy, D.V Skryabin, and W.J Firth. Two-dimensional clusters of solitary structures in driven optical cavities. *Physical Review E*, 65 :046606, 2002.
- [92] F Wise and P Di Trapani. The hunt for light bullets. *Optics and Photonics News*, 13 :26, 2002.
- [93] A Yariv. *Quantum Electronics*. Willey International, 1989.

Table des figures

1	Mascaret en Gironde.	14
2	Morning Glory Cloud.	14
3	Auto-focalisation + Diffraction = Soliton !	15
4	Preuves de la dualité de comportement des solitons.	16
5	Agencement des solitons.	18
1.1	Courbe de bistabilité dans un système laser.	25
1.2	Instabilité de modulation dans un VCSEL à large surface avec absorbant saturable [72].	26
1.3	Différents motifs transverses.	27
1.4	Diagrammes montrant les différentes trajectoires de part et d'autre du cycle limite (III), issus de [31].	27
1.5	Point-selle.	28
1.6	Portraits de phase issus de [30].	29
1.7	Densités d'états de matériaux présentant différentes géométries de confinement [53].	33
1.8	Diagramme de bandes au centre de la zone de Brillouin d'une structure à puits quantiques.	34
1.9	Modes résonants et courbe de gain.	36
1.10	Diffraction par une fente	37
1.11	Exemples de spectres de réflectivité expérimental et simulé.	39
1.12	Schéma du VCSEL	40
1.13	Schéma montrant la position des puits quantiques par rapport la distribution d'intensité du champ laser ainsi que la composition des barrières.	41
1.14	Schéma du montage expérimental.	43
1.15	Gain en fonction de la densité de porteurs.	46
1.16	Extrait de [59]. Solution stationnaire uniforme et non-uniforme des équations dynamiques (équations 1.9).	47
1.17	Comparaison VCSEL-VECSEL.	48
1.18	Schéma de l'échantillon demi-VCSEL MOR5209 reporté sur SiC	50
1.19	Schémas montrant la différence entre puits quantiques contraint et à contraintes compensées.	50
1.20	Schéma montrant la différence entre SESAM rapide et lent.	51
1.21	Schéma du montage expérimental.	52
1.22	Paramètres de la théorie des faisceaux gaussiens.	54
1.23	Exemple de simulation de col de faisceau dans une cavité étendue.	56

1.24	Dessin de la cavité.	57
1.25	Evolution du col du faisceau au cours d'un aller-retour dans la cavité.	58
1.26	Cavité de type 4.	60
1.27	Cavité de type 1.	60
1.28	Cavité de type 2.	60
1.29	Cavité de type 3.	61
1.30	Lentille mince.	62
1.31	Lentille épaisse.	63
1.32	Evolution du col du faisceau avec la propagation.	63
1.33	Effet de la pompe.	64
1.34	Etude de stabilité dans la cavité de type 3.	65
1.35	Etude de stabilité dans la cavité de type 2.	65
1.36	Cavité simulée.	67
1.37	(a) Moyenne simulée des facteurs K. (b) Spectre expérimental de l'échantillon Gas150.	67
1.38	Comparaison des spectres d'émission expérimental (noir) et simulé (rouge).	68
1.39	Variation de l'angle de détection de l'émission.	69
2.1	Evolution du col w_0 en fonction des distances d_1 et L	72
2.2	Evolution des champs proche et lointain en augmentant le nombre de Fresnel.	73
2.3	Comparaison de nos résultats avec des VCSEL à conditions de bords carrés.	73
2.4	Equivalence VECSEL-VCSEL.	74
2.5	Spectres RF expérimental et simulé.	75
2.6	Intensités des motifs périodiques dans un système laser sans absorbant saturable, affichées en échelle logarithmique.	76
2.7	Intensités des motifs périodiques dans un système laser avec absorbant saturable, affichées en échelle linéaire.	77
2.8	Agrégats de structures localisées.	77
2.9	Bistabilité dans une cavité de type 3.	78
2.10	Bistabilité dans une cavité 4.	78
2.11	Point unique bistable.	80
2.12	Ecriture-effacement par un train d'impulsions.	81
2.13	Ecriture-effacement par une seule impulsion.	82
2.14	Variation de la fréquence de répétition des impulsions d'écriture.	83
2.15	Ecriture-effacement non systématique.	83
2.16	Etude statistique des commutations.	84
2.17	Processus d'écriture-effacement.	85
2.18	Prédiction théorique du processus d'écriture-effacement.	86
2.19	Duo de points bistables.	88
3.1	Echantillon Gas272 avec motifs d'or.	92
3.2	Oscillations dans des trous de diamètre 150 μm	93
3.3	Bistabilité dans des trous de diamètre 20 μm	93
3.4	Bistabilité et oscillations dans des trous de diamètre 20 μm	94
3.5	Etude de l'influence de la température.	95

3.6	Régimes impulsionsnels avec absorbant saturable rapide.	96
3.7	Oscillations dues à un cycle limite : variation de la puissance de pompe.	98
3.8	Fin de cycle limite dans un VCSEL-SA.	98
3.9	Oscillations dues à un cycle limite : variation de la longueur de cavité.	100
3.10	Transformée de Fourier des signaux de la Figure 3.9.	100
3.11	Diagramme de bifurcation [30, 31].	101
3.12	Oscillations dues à un cycle limite [30, 31].	101
3.13	Courbes théoriques - Modèle de Van der Pol-Fitzhugh-Nagumo.	103
3.14	Excitabilité.	103
3.15	Structure localisée impulsionsnelle.	104
3.16	Signal émis par la structure localisée impulsionsnelle.	105
3.17	Régimes dynamiques n°1 et n°7.	105
3.18	Défaut et structure localisée en interaction.	106
3.19	Mise en évidence de la bistabilité dans un système impulsionsnel.	108
3.20	Régime dynamique n°6 [30].	108
3.21	Cluster de cinq structures localisées.	109
3.22	Histogrammes des intensités.	111
3.23	Histogrammes des temps de résidence dans les différents états.	112
3.24	Histogrammes de l'intensité laser pour différents courants de pompe issus de [7].	112
3.25	Evolution des puits de potentiel lorsqu'on augmente la puissance de pompe.	113
3.26	Figure de l'article [7].	113
3.27	Ecriture-effacement d'une structure localisée impulsionsnelle.	114

Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des échantillons.	42
1.2	Variations des spectres d'émission avec T et i_p	69

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude expérimentale de l'auto-organisation optique transverse dans des lasers à grand nombre de Fresnel contenant un absorbant saturable. En présence de bistabilité et d'instabilité de modulation, des structures localisées apparaissent, appelées solitons de cavité. Elles résultent d'un équilibre entre diffraction et auto-focalisation dans un milieu non-linéaire. En régime laser, les systèmes évoqués plus haut peuvent ainsi émettre plusieurs faisceaux d'une dizaine de microns de diamètre seulement. Chaque faisceau constitue une structure localisée dans le plan transverse, qui peut être allumée, éteinte et déplacée à volonté. Ces travaux de thèse se divisent en deux parties principales : l'étude du régime continu et celle des régimes impulsionnels. Dans ce deuxième cas, le laser peut émettre des balles de lumière en cavité localisées à la fois dans l'espace et dans le temps. Les travaux effectués se sont axés sur la recherche et l'étude des différentes propriétés nécessaires à l'apparition de structures localisées bistables et impulsionnelles afin de les réunir. Les résultats présentés dans ce manuscrit montrent pour la première fois, dans une structure monolithique VCSEL avec absorbant saturable intégré, un processus d'écriture-effacement d'une structure localisée en régime continu. De plus, ils montrent les étapes réalisées afin de se rapprocher du même résultat dans le régime impulsionnel : un agrégat de structures localisées impulsionnelles a ainsi pu être écrit et effacé. De par la compacité des systèmes VCSEL et la reconfigurabilité des solitons de cavité, ces résultats constituent une étape supplémentaire vers la réalisation d'un traitement tout-optique de l'information.

Mots clés

semiconducteurs III-V, microrésonateur - VCSEL, cavité étendue - VECSEL, absorbant saturable, auto-organisation transverse, instabilité de modulation, soliton dissipatif, soliton de cavité, bistabilité, commutation de pertes, blocage de modes.

Abstract

The present thesis reports on the experimental study of transverse optical self-organization in lasers with high Fresnel number containing a saturable absorber. In the presence of bistability and modulational instability, localized structures may appear, which are called cavity solitons. They result from an equilibrium between diffraction and nonlinear self-focusing. In the laser regime, the systems described above can emit many beams with diameter around ten microns only. Each beam constitutes a localized structure in the transverse plane, which can be turned on, off and displaced at will. This work is divided into two parts : the continuous regime and the pulsing regimes. In the latter case, the laser could emit cavity light bullets localized both in space and time. The work done was directed towards the search for and the study of the different physical parameters needed for the appearance of bistable and pulsed localized structures. The results presented in this report show for the first time, in a monolithic VCSEL structure with an integrated saturable absorber, a writing-erasure process of a localized structure in the continuous regime. Moreover, they show the steps achieved in order to get close to similar results in the pulsing regime : a cluster of pulsed localized structures has thus been written and erased. By the compacity of the VCSEL and the reconfigurability of the cavity solitons, these results constitute one more step towards the realization of an all-optical data treatment with cavity solitons.

Key words

III-V semiconductors, microresonator - VCSEL, extended cavity - VECSEL, saturable absorber, transverse self-organization, modulational instability, dissipative soliton, cavity soliton, bistability, Q-switching, mode-locking.