



**HAL**  
open science

# Réponse excitable et propriétés neuromimétiques de micropiliers lasers à absorbant saturable

Foued Selmi

► **To cite this version:**

Foued Selmi. Réponse excitable et propriétés neuromimétiques de micropiliers lasers à absorbant saturable. Optique / photonique. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112158 . tel-01199595

**HAL Id: tel-01199595**

**<https://theses.hal.science/tel-01199595>**

Submitted on 15 Sep 2015

**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

présentée pour obtenir le grade de DOCTEUR en  
Sciences de l'Université PARIS SUD

# RÉPONSE EXCITABLE ET PROPRIÉTÉS NEUROMIMÉTIQUES DE MICROPILIERES LASERS À ABSORBANT SATURABLE

Foued SELMI

**Soutenue publiquement le 07/09/2015 devant un jury composé de :**

<i>Rapporteurs</i>	Dr. Guillaume Huyet Pr. Gian-Luca Lippi	Tyndall National Institute Université Nice Sophia-Antipolis
<i>Examineurs</i>	Dr. Philippe Boucaud Pr. Jan Danckaert Dr. Guilhem Almuneau	Institut d'Électronique Fondamentale Vrije Universiteit Brussel LAAS Toulouse
<i>Co-directeurs de thèse</i>	Dr. Sylvain Barbay Dr. Robert Kuszelewicz	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures Université Paris-Descartes



# Résumé

L'excitabilité est une propriété bien connue des neurones biologiques. Il s'agit d'une réponse de type tout-ou-rien à une perturbation au delà d'un seuil caractéristique appelé seuil excitable. D'autres propriétés importantes existent dans les neurones comme les périodes réfractaires et la sommation temporelle ou spatiale de stimuli d'entrée.

L'excitabilité a été étudiée dans certains composants actifs à semiconducteur et notamment les composants à semiconducteurs III-V. Leurs propriétés neuromimétiques pourraient permettre de traiter l'information de façon tout-optique avec une grande bande passante et une faible consommation.

Grâce aux nouvelles techniques de micro-nano fabrication, il est devenu possible de fabriquer des micropiliers lasers à absorbant saturable. Ces micropiliers pourraient permettre la réalisation de réseaux de micropiliers couplés excitables analogues à des réseaux de neurones photoniques.

Dans cette thèse j'ai étudié les propriétés neuromimétiques de micropiliers lasers à absorbant saturable intégré. Les principaux résultats de cette thèse sont les suivants : 1) la technique de fabrication des micropiliers a été améliorée conduisant à une augmentation de leur durée de vie et une diminution du seuil laser. 2) des propriétés de base des neurones biologiques, comme l'excitabilité, l'existence des périodes réfractaires, la sommation temporelle, ont été mises en évidence expérimentalement et analysées à l'aide du modèle de Yamada. 3) des effets de propagation d'excitations ont été démontrés dans des structures unidimensionnelles : des lasers ligne et des chaînes de micropiliers couplés.

La démonstration des propriétés neuromimétiques de micropiliers lasers à absorbant saturable et la mise en évidence de la propagation d'excitations ouvrent la voie à la réalisation de réseaux de micropiliers couplés pour les traitements neuromimétiques des signaux qui pourront être exploités pour de la logique codée à l'aide de pics excitables ainsi que pour du stockage d'information dans des circuits mémoires tout-optiques.

**Mots clés** : Micropilier, laser, excitabilité, neurone.



**Excitable response and neuronlike  
properties in micropillar lasers with  
saturable absorber**



# Abstract

Excitability is a well known property of biological neurons. In excitable systems, the response to a perturbation above the excitable threshold is of all-or-none type. Other properties exist in neurons such as the refractory periods and temporal or spatial summation of input stimuli.

Excitability has been demonstrated in many III-V semiconductor material devices. Thanks to their nonlinear properties it could be possible to realize neuromimetic and all-optical signal processing with high speed and low energy consumption.

Thanks to progress in fabrication techniques it is possible to fabricate high quality micropillar laser with saturable absorber. Thus, using micropillars it could be possible to realize neural photonic networks analog to neural networks.

In this thesis work, I studied neuron-like properties of a micropillar laser with a saturable absorber. My main results are : 1) fabrication of micropillars has been improved leading to an increase of their robustness and a reduction of the laser threshold. 2) well known properties of biological neurons, such as excitability, existence of refractory periods, temporal summation, have been demonstrated experimentally and have been numerically analyzed with the Yamada model. 3) propagation effects of excitations have been demonstrated in one-dimensional structures : wire lasers and chains of coupled micropillars.

The demonstration of neuromimetic properties in micropillar lasers with saturable absorber and the evidence of propagation of excitations pave the way to neuromorphic networks based on coupled micropillars for neuromimetic signal processing like information encoding with excitable pulses and realization of optical memories.

**Keywords:** Micropillar, laser, excitability, neuron.





# Remerciements

Je remercie vivement les membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail. Je remercie M. Gian-Luca Lippi et M. Guilauume Huyet d'avoir accepté d'être les deux rapporteurs de mon manuscrit de thèse.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse Sylvain Barbay avec qui j'ai travaillé durant mon stage de Master2 qui s'est poursuivi par trois années de thèse, mon directeur de thèse Robert Kuszelewicz et toutes les personnes qui ont participé à ce travail.

Mes sincères remerciements à mon directeur de thèse Sylvain barbay d'abord, pour sa disponibilité, sa patience et sa confiance ce qui m'a permis de réaliser ces travaux dans d'excellentes conditions de travail. Sylvain m'a toujours aidé face à tout type de problèmes et m'a encouragé à avoir des initiatives et surtout m'a permis de réaliser mes idées de fabrication de nouvelles structures et d'expériences d'optiques. Il m'a transmis son sens de la perfection, la rigueur et surtout la réflexion et l'analyse car ces dernières sont nécessaires pour la compréhension des observations. Aussi, il m'a permis de me former dans les techniques de fabrication et de microscopie en salle blanche du laboratoire et toutes les différentes techniques de caractérisation optique. Son côté très humain et attentionné et sa capacité d'écouter l'autre m'a toujours impressionné. Le travail de recherche en général et la thèse en particulier sont pleins de difficultés, de défis expérimentaux et de verrous technologiques mais à chaque fois nous avons su surmonter et surpasser ces difficultés.

Je remercie chaleureusement Robert, mon co-directeur de thèse, pour ses grandes qualités scientifiques et humaines. Robert était présent tout au long de ma thèse. Scientifiquement, il était présent pour suivre l'avancement de ma thèse et pour m'aider à surmonter certaines difficultés. Également, j'apprécie son sens de l'humour qui à chaque fois apporte le sourire à toute l'équipe au laboratoire.

Je suis très reconnaissant envers Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin pour toutes les structures qu'ils ont épitaxié. Je les remercie pour leurs disponibilités pour discuter et échanger des idées sur les nouvelles structures.

Un grand merci à Rémi Braive avec qui j'ai fait mes premiers pas dans le domaine de la fabrication et de la microscopie.

Je remercie aussi Stéphane Guilet de m'avoir formé aux techniques de gravures, pour sa disponibilité et pour ses conseils techniques et scientifiques.

Je remercie Dominique Mailly de m'avoir accueilli au laboratoire pour toute cette période. Et surtout pour ses encouragements aux doctorants pour se former aux différentes techniques de salles blanche et de participer aux différentes étapes de fabrication de leurs échantillons. Aussi, pour l'organisation des journées des thèses qui nous ont permis de faire nos premières présentations orales devant les chercheurs du laboratoire.

Également, je remercie l'université de Paris-Sud et l'école doctorale ondes et matières (EDOM n°288) d'avoir financé ma thèse ainsi que toutes les formations dans le cadre du monitorat.

Dans ce laboratoire, je me sentais bien, bien entouré. Bien entouré scientifiquement par ces grands chercheurs, psychologiquement par beaucoup de gentillesse et d'attention de la part de ces chercheurs. Autour de la machine à café, à la cantine ou ailleurs, les discussions scientifiques et extra-scientifiques étaient toujours très intéressantes et enrichissantes. C'étaient des moments de partage qui m'ont permis de prendre de plus en plus confiance en moi.

La liste des personnes à remercier est longue (Ariel Levenson, Paul Monnier, Kamel Bencheikh, Alejandro Yacomotti, Fabrice Raineri, David Chouteau, Isabelle Robert-Philippe,... ) et je vais donc m'arrêter là.

Je tiens à remercier profondément ma famille : mon père Hassen, ma mère Nefissa, mon frère Ahmed, mes sœurs Rajia, Najoua, Radhia et Saloua. Merci à mes parents et à mon frère sans qui je ne serais pas arrivé là. Un grand merci à ma mère Nefissa et mon père Hassen qui m'ont toujours encouragé à poursuivre mes études.

Pour finir, je tiens à préciser que ce fût un grand plaisir et immense honneur d'avoir côtoyé ces grands noms de la recherche française. C'est vrai qu'on ne réalise cette chance seulement quand on part du laboratoire pour une autre aventure.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>7</b>
<b>Remerciements</b>	<b>9</b>
<b>Table des matières</b>	<b>11</b>
<b>Table des figures</b>	<b>15</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>25</b>
1.1 Vers des réseaux de neurones photoniques . . . . .	25
1.2 Excitabilité . . . . .	31
1.2.1 Expériences sur l'excitabilité . . . . .	31
1.2.1.1 Définition de l'excitabilité . . . . .	31
1.2.1.2 Exemples de systèmes optiques excitables . . . . .	32
1.3 Modèle de Yamada pour un laser à AS . . . . .	34
1.4 Bifurcations et dynamiques dans le modèle de Yamada . . . . .	38
1.5 Dynamiques observées dans un laser à AS . . . . .	43
1.6 Excitabilité dans un VCSEL planaire à AS . . . . .	45
1.7 Conclusion . . . . .	46
<b>2 Élaboration des micropiliers lasers à AS</b>	<b>49</b>
2.1 Conception de la structure laser verticale . . . . .	49
2.2 Fabrication des micropiliers . . . . .	50
2.2.1 Préparation du masque & lithographie électronique . . . . .	51
2.2.2 Transfert du masque . . . . .	52
2.2.3 Gravure par plasma couplée par induction (ICP) . . . . .	52
2.2.4 Enrobage des structures . . . . .	53
2.3 Contrôle du couplage . . . . .	57

2.4	Conclusion . . . . .	62
<b>3</b>	<b>Étude de la gravure par ICP des micropiliers</b>	<b>65</b>
3.1	Introduction . . . . .	65
3.2	Tests de passivation chimique . . . . .	67
3.3	Gravure douce par ICP . . . . .	68
3.3.1	Gravure par ICP . . . . .	69
3.3.2	Contrôle de la vitesse de gravure . . . . .	69
3.4	Tests optiques . . . . .	71
3.5	Conclusion . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Réponse excitable d'un micropilier laser à AS</b>	<b>77</b>
4.1	Montage optique . . . . .	77
4.2	Courbe d'excitabilité . . . . .	78
4.2.1	Perturbation incohérente . . . . .	79
4.2.1.1	Mesures expérimentales . . . . .	79
4.2.1.2	Simulations numériques . . . . .	83
4.2.2	Perturbation cohérente . . . . .	86
4.2.3	Simulations numériques . . . . .	87
4.2.4	Délai d'émission des impulsions excitables . . . . .	90
4.3	Conclusion . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Périodes réfractaires &amp; sommation temporelle</b>	<b>95</b>
5.1	Période réfractaires absolue et relative . . . . .	95
5.1.1	Introduction . . . . .	95
5.1.2	Mise en évidence des périodes réfractaires . . . . .	98
5.1.3	Simulations numériques . . . . .	101
5.2	Sommation temporelle . . . . .	103
5.2.1	Introduction . . . . .	103
5.2.2	Mesures expérimentales . . . . .	105
5.2.2.1	Sommation avec injection incohérente . . . . .	105
5.2.2.2	Simulations numériques . . . . .	107
5.2.2.3	Influence de la symétrie des amplitudes des perturbations . . . . .	115
5.2.2.4	Sommation avec injection cohérente . . . . .	115
5.3	Conclusion . . . . .	119
<b>6</b>	<b>Propagation d'excitations dans des structures 1D</b>	<b>121</b>
6.1	Introduction . . . . .	121
6.2	Résultats expérimentaux . . . . .	123
6.2.1	Propagation dans un laser ligne . . . . .	123

6.2.2	Propagation d'excitations dans une chaîne de micropiliers . .	127
6.2.2.1	Fort couplage . . . . .	127
6.2.2.2	Faible couplage . . . . .	128
6.3	Modèle . . . . .	131
6.4	Conclusion . . . . .	136
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>139</b>
<b>Annexes</b>		<b>141</b>
<b>A Communications</b>		<b>143</b>
A.1	Articles dans revues internationales à comité de lecture . . . . .	143
A.2	Diffusion scientifique . . . . .	143
A.3	Proceedings . . . . .	144
A.4	Présentations orales . . . . .	144
A.5	Posters . . . . .	144
<b>Bibliographie</b>		<b>147</b>



# Table des figures

1.1.1	Exemple de réponses neuronales des neurones biologiques [Izhikevich 04].	27
1.1.2	(a) : Image du haut : un neurone biologique. Image du bas : description fonctionnelle d'un neurone [Nahmias 13]. (b) : architecture d'un réseau de neurones photoniques avec des VCSEL à AS. Les cavités sont couplées avec un contrôle des poids et des délais des perturbations d'entrée [Nahmias 13]. . . . .	28
1.1.3	Simulation numérique de trois exemples de traitements neuro-mimétiques en couplant plusieurs unités (VCSEL à AS). (a) : Circuit mémoire avec deux cavités couplées. (b) : Circuit mémoire avec quatre cavités couplées. (c) circuit de reconnaissance spatio-temporelle de forme avec 4 cavités couplées [Nahmias 13]. . . . .	29
1.1.4	Exemples de traitements neuro-mimétiques de l'information : simulation d'une porte logique « OU » [Adrian 12]. . . . .	30
1.2.1	Exemples de simulations de réponses électriques excitables réalisées par Izhikevich [Izhikevich 00]. . . . .	32
1.3.1	Modèle de gain en fonction des porteurs dans une matériau semi-conducteur avec une densité à la transparence : $N_{t_1} \simeq 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Les droites en pointillés représentent la linéarisation du gain à la transparence et pour la densité de porteurs résiduelle (de l'ordre de $10^{17} \text{cm}^{-3}$ ). . . . .	35
1.3.2	Réponse d'un laser à AS (a) : sans perturbation, $\mu_1 = 3.2$ . (b) : pompage $\mu_1 = 2.48$ , amplitude de la perturbation=0.8, En rouge : réponse d'un laser à AS à une perturbation. En vert : gain, en orange : absorption, en bleu : gain net. Paramètres de simulations : $b_1 = 0.005, b_2 = 0.01, s = 10, \eta = 1.6, \beta_{sp} = 10^{-5}$ . . . . .	38



1.4.1	Diagramme de bifurcation du modèle de Yamada dans le plan ( $B_2 = \mu_2, a = s$ ) définissant trois régions distinctes I, II et III, correspondant à différents diagrammes de bifurcation dans le plan ( $\mu_1, b_1 = b_2$ ) (d'après [Dubbeldam 99b]). La région I correspond à la région de paramètres d'un laser standard. Les régions II et III peuvent donner lieu à des régimes auto-pulsants et excitables. . . . .	39
1.4.2	Point selle [Elsass 09]. . . . .	40
1.4.3	Diagrammes de bifurcations dans le plan ( $\mu_1, I$ ) de type I (a) et de type II (b). En (b), sur la branche d'auto-pulsation du laser entre L et H, on a tracé le maximum de l'intensité I des impulsions. Les attracteurs sont en gras. Les courbes en pointillés sont instables (D'après [Dubbeldam 99b]). . . . .	40
1.4.4	Diagrammes de bifurcation du modèle de Yamada dans le plan ( $\mu_1, b_{1,2}$ ) correspondant aux régions I, II et III et esquisse des portraits de phases des différentes dynamiques rencontrées (panneaux 1 à 9). Ici le cas particulier $b_1 = b_2$ est utilisé. Dans les portraits des phases, l'intensité I du laser est portée verticalement et le gain G est représenté en abscisse. Les états d'équilibres stables (points ou cycles) sont représentés en gras [Dubbeldam 99b]. Les portraits de phases les plus importants sont : 1, laser éteint ; 2, régime excitable ; 7, régime auto-pulsant (commutation de pertes) et 9, laser allumé continu. . . . .	42
1.5.1	Réponse d'une structure laser de plusieurs micropiliers laser à AS fortement couplés pour plusieurs pompages optiques croissants. . . . .	44
1.5.2	Réponse d'une structure laser à AS en fonction du pompage optique. . . . .	45
1.6.1	Design d'un VCSEL à AS intégré. Sub : Substrat, QWs : les puits quantiques [Barbay 11b]. Description de la structure dans le texte. . . . .	46
1.6.2	(a) : en bleu, valeurs moyennes des maximas des impulsions réponses @980nm normalisées par leurs valeurs au seuil excitable en fonction des maximas des impulsions de perturbation @800nm (en rouge : Écart type). (b) : Des traces temporelles des impulsions de perturbation (en noir) et celles des réponses (en rouge). (i,ii) : En dessous du seuil excitable. (iii,iv) : proche du seuil excitable. (v,vi) : clairement au dessus du seuil excitable. . . . .	47
2.1.1	Spectres de réflectivité calculés avec l'algorithme d'optimisation. En bleu : spectre de réflectivité du miroir du haut. En rouge : spectre de réflectivité du miroir du bas [Elsass 10]. . . . .	50
2.2.1	Étapes de fabrication des micropiliers laser à AS. . . . .	51
2.2.2	Image au MEB d'un masque de SiN. . . . .	52
2.2.3	Signal du suivi laser pendant une gravure des micropiliers par ICP. . . . .	53

2.2.4	Images MEB d'un micropilier à AS de $3\mu\text{m}$ de diamètre après gravure par ICP. . . . .	54
2.2.5	Résultats des simulations avec COMSOL du transfert thermique d'un micropilier avec et sans couche d'enrobage avec du SiN. . . . .	54
2.2.6	Simulation avec COMSOL des modes du champ électrique dans une cavité enrobée. (a) : une cavité enrobée avec $2\mu\text{m}$ de SiN. (b) : pourcentage du champ externe par rapport au champ total de la cavité en fonction de l'indice du matériau utilisé pour l'enrobage. . . . .	55
2.2.7	Images au MEB d'un micropilier laser à AS. (a) : avant enrobage. (b) : après enrobage avec du SiN puis une gravure par RIE. . . . .	55
2.3.1	Simulations avec COMSOL des modes du champ électrique dans deux guides circulaires de diamètres $4\mu\text{m}$ couplés et infinis. (a) : Mode symétrique. (b) : Mode anti-symétrique. . . . .	58
2.3.2	Couplage entre deux micropiliers de $4\mu\text{m}$ couplés normalisé par l'inverse du temps de vie des photons dans la cavité. . . . .	62
3.1.1	Images d'une chaîne de micropiliers couplés à l'aide d'une caméra. (a) : 20 micropiliers de $3\mu\text{m}$ de diamètre. (b) : 20 micropiliers de $3.5\mu\text{m}$ de diamètre. (c) : 20 micropiliers de $4\mu\text{m}$ de diamètre. . . . .	67
3.2.1	Images MEB d'une chaîne de micropiliers lasers à AS après gravure ICP. (a) : avant les tests de passivation. (b) : après 50s dans le AF dilué. (c) : après 50s dans le $\text{NH}_4\text{F}$ dilué + 10s dans une solution $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ . . . . .	68
3.3.1	Image au MEB d'un micropilier après une gravure lente par ICP avec la recette B, $P_E = 1\text{mTorr}$ et $V_{\text{gravure}} = 737\text{nm}/\text{min}$ . . . . .	71
3.3.2	Vitesses de gravure des micropiliers par ICP en fonction de la pression dans le bâti pour deux recettes différentes. . . . .	71
3.4.1	Spectres de fluorescence en échelle logarithmique d'une chaîne de micropiliers faiblement couplés gravée par différentes recettes de gravure par ICP (spectres en échelle log). Gravure du miroir avant, milieu actif et du miroir arrière avec 3 pressions du bâti P1-P2-P1 (en mTorr). A : 1-1-1. B : 2-2-2. C : 2-2-2. D : 5-1-5. E : 1-1-1. F : 10-10-10. G : 3-2-3. H : 3-1-3. I : 5-0.5-5. J : 5-1-5. K : 4-1-4. L : 3-1-3. . . . .	72
3.4.2	Maximas des spectres d'émission des structures en échelle logarithmique en fonction des vitesses de gravure par ICP. (a) : Chaîne de micropiliers peu couplés. (b) : micropilier de $5\mu\text{m}$ de diamètre. Chaque point est annoté par P1-P2-P3 les pressions du bâti lors de la gravure du miroir avant, milieu à gain et du miroir arrière. . . . .	73

3.4.3	Spectres de fluorescence en échelle logarithmique de plusieurs structures gravées avec deux recettes de gravure par ICP. En trait continu : Recette C. En pointillé : Recette B avec une pression dans l'enceinte de 3-1-3mTorr. Les structures sont : piliers simples de diamètres : A : $5\mu\text{m}$ , B : $4.5\mu\text{m}$ . Chaîne de 11 micropiliers couplés (diamètres, distances entre centres) en $\mu\text{m}$ : C : (5, 9.7) , D : (5, 5.84), E : (4, 7.76), F : (4, 4.66), G : (3.5, 6.74), H : (3.5, 4.92). Chaîne de 20 piliers de diamètres : I : (4, 7.76) peu couplés, J : (4, 4.66) très couplés. Ligne de longueur $80\mu\text{m}$ et de largeurs : K : $5\mu\text{m}$ , L : $4\mu\text{m}$ . . . . .	74
3.4.4	Maximas des spectres d'émission en échelle logarithmique des structures en fonction des diamètres des micropiliers. Les cercles pleins représentent la recette C. Les cercles vides représentent la recette B avec une pression dans l'enceinte de 3-1-3mTorr. Même légende que dans la figure 3.4.3. . . . .	74
3.4.5	Évolution du seuil laser des micropiliers en fonction de leurs diamètres pour deux recettes de gravure. En bleu : gravure avec la recette B. En rouge : gravure avec la recette C. . . . .	75
4.1.1	Dispositif expérimental. Ti-Sa : laser Titane-Saphire à blocage de modes, BS : Cube séparateur, , DL : diode laser, DM : lame dichroïque, MP : micropilier laser à AS, SCOPE : oscilloscope numérique, $D_1$ : détecteur de 35ps de temps de montée, $D_2$ : détecteur de 90ps de temps de montée. . . . .	78
4.2.1	Série temporelle de 10000 impulsions enregistrées avec un oscilloscope de 6GHz. (a) : impulsions de perturbation. (b) : impulsions de réponse. (c) : exemple de profil temporel d'une réponse excitable d'un micropilier laser à AS. . . . .	80
4.2.2	Traces temporelles de la réponse de micropilier soumis au impulsions de perturbation. $P_a, P_b$ respectivement impulsions de perturbations sous le seuil excitable, au dessus du seuil excitable. $R_a, R_b$ : réponses respectives du micropilier aux perturbations $P_a, P_b$ . . . . .	81
4.2.3	Points en noir : maxima des impulsions de réponse en fonction de celles des perturbations. Courbe rouge : moyenne glissante de ce nuage de points. . . . .	82
4.2.4	(a) : Maxima des amplitudes de réponse du micropilier à une simple perturbation en fonction de l'énergie de cette perturbation pour différents valeurs de pompage optique par rapport au seuil d'auto-pulsations $P/P_{sp}$ allant de 20% à 99%. (b) : Seuil excitable $E_{th}$ en fonction de la valeur du pompage optique appliquée sur le micropilier [Selmi 14b]. . . . .	82

4.2.5	Calculs numériques de l'amplitude de la réponse $R_1$ d'un laser à AS à une perturbation sous la forme d'un Dirac d'amplitude $\mu_\delta$ pour différents pompages $\mu_1$ de -42.2 à 2.8. . . . .	85
4.2.6	Simulation numérique du seuil excitable en fonction du pompage $\mu_1$ . Droite en bleu : approximation théorique du seuil excitable donnée par $-\mu_1 + 1 + \mu_2$ . . . . .	85
4.2.7	(a) : Simulations numériques des impulsions de réponse à des impulsions de perturbation incohérente et d'amplitudes croissantes et pour $\mu_1 = 2.85$ . (b) : Évolution du laser à AS dans l'espace des phases (G,I). . . . .	86
4.2.8	Amplitude de la réponse du micropilier à une impulsion de perturbation en fonction de l'amplitude de cette perturbation pour différents pompages par rapport au seuil $P/P_{sp}$ allant de (a) : 93.2% à 94.2%, (b) : 94.2% à 95.3%. . . . .	88
4.2.9	Mesures du seuil excitable du micropilier laser à AS en fonction de la valeur du pompage optique. . . . .	88
4.2.10	(a) : Calculs numériques de l'amplitude de la réponse d'un laser à AS à une perturbation Dirac $\mu_{\delta,th}$ pour différents pompage $\mu_1$ de 2.8 à 2.86. (b) : Agrandissement de (a). . . . .	89
4.2.11	Simulation numérique du seuil excitable en fonction du pompage $\mu_1$ . Droite en noir : Un fit linéaire des points rouges. . . . .	90
4.2.12	(a) : Simulations numériques des impulsions excitables de réponse d'un laser à AS pour $\mu_1 = 2.85$ . (b) : Espace des phases (G,I) du laser à AS. . . . .	90
4.2.13	(a) : Mesures expérimentales, (b) : Simulations numériques des délais d'émission des impulsions excitables avec injection incohérente en fonction de l'amplitude de la perturbation pour différents pompages allant de respectivement 20% à 99% et 90.1% à 99.1% par rapport au seuil excitable. Seuil d'auto-pulsation numérique $\mu_{sp}=2.8853=100\%$ . . . . .	91
4.2.14	(a) : Mesures expérimentales, (b) : Simulations numériques des délais d'émission des impulsions excitables avec injection cohérente en fonction de l'amplitude de la perturbation pour différents pompages allant de 93.2% à 94.2% par rapport au seuil excitable. Seuil d'auto-pulsation numérique $\mu_{sp}=2.8853=100\%$ . . . . .	91
4.2.15	Illustration du codage par délai d'émission de l'impulsion excitable. $T_1$ : long délai d'émission de la réponse excitable. $T_2$ : court délai. . . . .	92

5.1.1	(a) : Réponse électrique excitable d'un neurone. (b) : Amplitude de la réponse excitable en fonction du délai entre deux stimulations successives. (c) : Seuil d'excitabilité d'un neurone en présence de la première excitation en fonction du délai entre deux stimulations. D'après <a href="http://www.physiologyweb.com">www.physiologyweb.com</a> . . . . .	96
5.1.2	Illustration du codage par temps d'impulsion excitable. $T$ : période des signaux d'entrée. $T_R$ : période réfractaire absolue du système excitable. Impulsions en noir : informations codées dans les impulsions de réponses (en orange). En magenta : Impulsions perdues (non codées). . . . .	97
5.1.3	Dispositif expérimental. Ti-Sa :Ti-Saphire, BS : Cube séparateur, DP : Coin cube, DL : diode laser, DM : Lame dichroïque, MP : micropilier laser à AS, SCOPE : oscilloscope de 6GHz de bande passante. DP et les deux BS constituent la ligne à retard, $D_1$ : détecteur de 35ps de temps de montée, $D_2$ : détecteur de 90ps de temps de montée [Selmi 14a]. . . . .	98
5.1.4	(a) : Traces temporelles pour différents délais et leurs fits gaussien. Les traces du haut représentent les impulsions de perturbation. Les traces du bas représentent les impulsions de réponse. Le pompage est fixé à 71% par rapport au seuil d'auto-pulsations. (b) : Amplitude de la réponse $R$ à la première (en noir) et à la deuxième (en rouge) impulsion de perturbation pour une double impulsions avec des délais variables. $R_{th}$ est l'amplitude de la réponse au seuil excitable. . . . .	100
5.1.5	Réponse du micropilier laser à AS $R_2$ à une deuxième impulsion de perturbation après émission d'une première impulsion excitable suite à une première perturbation à $t=0$ et avec une amplitude 20% au delà du seuil excitable. . . . .	100
5.1.6	Simulations de la réponse du micropilier laser à AS à une deuxième impulsion de perturbation après émission d'une première impulsion excitable suite à une première perturbation à $t=0$ et avec une amplitude 20% au delà du seuil excitable. Le modèle de Yamada est utilisé tel que (a) : $b_1 = 0.001, b_2 = 0.002$ , (b) : $b_1 = 0.001, b_2 = 0.001$ et (c) : $b_1 = 0.0001, b_2 = 0.001$ . Le temps est adimensionné par la durée de vie d'un photon dans la cavité. . . . .	101

5.1.7	Intensité $I(t)$ , dynamiques de recouvrement des porteurs $G(t)$ , $Q(t)$ , et gain net $\Gamma(t)$ pour une double perturbation à $t_0 = 0$ et à $t_1 = 250$ . La première perturbation a une amplitude $\mu_\delta(t_0) = 3.5$ . La deuxième perturbation est d'amplitude (a) : $\mu_\delta(t_1) = 1.0$ et (b) : $\mu_\delta(t_1) = 1.5$ . Les autres paramètres sont les mêmes que dans les simulations des courbes d'excitabilités. . . . .	102
5.1.8	Réponse du micropilier laser à AS $R_2$ à une deuxième impulsion de perturbation après émission d'une première impulsion excitable suite à une première perturbation à $t=0$ pour différents délais entre les impulsions de perturbation. . . . .	103
5.2.1	Principe de la sommation temporelle synaptique dans un neurone. Des stimuli provenant de divers neurones excitateurs et avec des délais variables se somment au niveau du noyau et donnent lieu à une réponse excitable si leur sommation permet de dépasser le seuil excitable (ligne en pointillés bleu). . . . .	104
5.2.2	(a) : Illustration du principe de la sommation temporelle de deux impulsions de perturbation. (b) : Opérations logiques guidées par le temps avec une porte logique ET. . . . .	105
5.2.3	Courbe d'excitabilité du micropilier laser à AS avec les impulsions de perturbations uniques provenant de (a) : la ligne directe (b) : la ligne retardée. . . . .	106
5.2.4	3 sets de 6 panels de 10000 séquences de perturbation (panels de gauche) et de réponse (panels de droite). . . . .	108
5.2.5	Moyenne des maxima de réponse $R$ à deux perturbations successives séparées par un délai $\delta$ (cercles noirs pleins, ligne continue). Cercles et carrés bleu : réponse individuelle à chaque perturbation directe et retardée seule. Carrés rouges pleins : délai/réponse moyenne pour les deux impulsions. . . . .	109
5.2.6	(a) Gain net et (b) : intensité calculés numériquement avec le modèle de Yamada pour deux impulsions de perturbation avec des délais de 61, 92, 122, 153, 184 et 215 correspondants à des délais physiques allant de 200ps à 700ps. . . . .	110
5.2.7	Simulations numériques du délai à l'émission de la réponse excitable du micropilier à deux impulsions de perturbation en fonction du délai. . . . .	110
5.2.8	En noir : solution générale calculée numériquement avec le modèle de Yamada. En rouge : solution analytique avant déclenchement de l'impulsion calculée avec le modèle de Yamada à l'ordre 1 de $\beta$ . Paramètres : $\delta\mu_0 = \delta\mu_1 = \delta\mu_2 = 0.3$ , $\mu_1 = 2.48$ Délai = 200ps. . . . .	112

5.2.9	Simulations de la réponse du micropilier laser à AS à deux impulsions de perturbations en présence de bruit sur le gain (cf texte) pour des délais identiques à ceux de la Fig.5.2.6 et pour 200 réalisations du bruit. Paramètres de simulations : $\mu_1 = 2.48, \delta\mu_1 = \delta\mu_1 = 0.3, b1 = 0.0014$ et $b2 = 0.0028$ . . . . .	112
5.2.10	Simulations numériques des maxima de réponse R à deux perturbations successives séparées par un délai $\delta$ (cercles noirs pleins, ligne continue). Carrés rouges pleins : délai d'émission de la réponse excitable. . . . .	113
5.2.11	Simulations numériques de l'intensité et du gain net pour deux perturbations d'amplitudes respectivement de l'impulsion directe et celle retardée (en vert) : 75%, 75%, (en rouge) : 75%, 62% et en bleu 62% et 75% par rapport au seuil excitable $P_{SE}$ . . . . .	114
5.2.12	Simulations numériques de l'intensité de la réponse (en rouge) et gain net du micropilier laser à AS (en noir) à 5 impulsions de réponse avec un délai de 200ps et une amplitude $\delta\mu_i = 0.3$ . $\mu_1 = 2.48$ . . . . .	114
5.2.13	Enregistrement de 10000 séquences de perturbations et les réponses correspondantes du micropilier. L'amplitude des impulsions directes correspond à 75% du seuil excitable et celle des impulsions retardées à 62%. . . . .	116
5.2.14	Enregistrement de 10000 séquences de perturbations et les réponses correspondantes du micropilier. L'amplitude des impulsions directes correspond à 62% du seuil excitable et celle des impulsions retardées à 75%. . . . .	117
5.2.15	Enregistrement de 10000 séquences d'impulsions de perturbations ( $P_a$ ) : directes, ( $P_b$ ) : retardées, ( $P_c$ ) : directes en retardées et de la réponse du micropilier respectives $R_a, R_b$ et $R_c$ . Les délais entre impulsions de perturbation vont de 200ps à 650ps. . . . .	118
6.1.1	Exemples d'ondes chimiques spirales excitables. . . . .	121
6.2.1	Images au MEB de 3 structures lasers à AS. (a) : Structure ligne 1D, (b) : chaîne de 20 micropiliers de $5\mu m$ de diamètre fortement couplés, (c) : chaîne de 20 micropiliers de $5\mu m$ de diamètre faiblement couplés. . . . .	124
6.2.2	Image en 3D avec une caméra CMOS de deux structures lignes pompées sous le seuil d'auto-pulsations. Seule la structure entourée en pointillé en rouge est perturbée (faisceau en rouge). . . . .	125
6.2.3	Traces temporelles "single-shots" de la réponse d'une structure ligne à une perturbation en une extrémité de cette ligne (en $x=0$ ). La position du détecteur $D_1$ est maintenue fixe et celle du détecteur $D_2$ est déplacée d'environ $33\mu m$ avec un pas de $3\mu m$ . . . . .	125

6.2.4	Réponse d'une structure ligne laser à AS à une perturbation à une extrémité ( $x=0$ ). Un détecteur mobile est balayé sur la ligne pour suivre la propagation de la réponse. (a) : délai d'arrivée du pic de la réponse (b) : amplitude du pic de la réponse. . . . .	126
6.2.5	Traces temporelles de la réponse dans une chaîne de 20 micropiliers de $5\mu m$ de diamètre fortement couplés suite à une perturbation du micropilier se trouvant à l'extrémité de la chaîne (en $x=0$ ). La position du détecteur $D_1$ est maintenue fixe et celle du détecteur $D_2$ est déplacée d'environ $50\mu m$ avec un pas de $5\mu m$ . . . . .	127
6.2.6	Réponse d'une chaîne de micropiliers laser à AS fortement couplés suite à une perturbation à une extrémité ( $x=0$ ). Un détecteur mobile est balayé le long de la ligne pour suivre la propagation de la réponse. (a) : temps de la réponse, (b) : amplitude de la réponse. . . . .	128
6.2.7	Diagramme spatio-temporel des traces temporelles des réponses des 10 premiers micropiliers de la chaîne. (a) : en abscisse : la position du détecteur $D_2$ , en ordonnée : le temps de la réponse détectée. . . . .	129
6.2.8	Image moyenne obtenue avec une caméra CMOS d'une partie d'une chaîne de micropiliers faiblement couplés. (a) : sans perturbation. (b) : avec perturbation au delà du seuil excitable sur le micropilier de l'extrémité de la chaîne. . . . .	130
6.2.9	(a) : Traces temporelles et (b) : diagramme spatio-temporel de la réponse dans une chaîne de micropiliers de $5\mu m$ de diamètre et faiblement couplés suite à une perturbation du micropilier se trouvant en $x=5\mu m$ . La position du détecteur $D_1$ est maintenue fixe et celle du détecteur $D_2$ est déplacée d'environ $45\mu m$ avec un pas de $5\mu m$ . . . . .	131
6.2.10	(a) : Temps des réponses, (b) : Maxima des réponses au niveau du détecteur $D_2$ au niveau des 9 premiers micropiliers. . . . .	132
6.3.1	(a) : Réponse d'une chaîne de 10 micropiliers laser à AS après perturbation de la cavité de gauche. La première cavité déclenche une impulsion excitable qui se propagera dans les cavités voisines. Les paramètres sont : $b_1 = 0.005$ , $b_2 = 0.005$ , $\mu_1 = 2.9$ , $s = 10$ , $\mu_2 = 2$ , $\alpha = 2$ , $\beta = 0$ , $\kappa = 0.1$ . (b) : Réponse d'une chaîne linéaire de 10 micropiliers quand seulement les deux micropiliers aux extrémités sont perturbés simultanément. Les deux réponses déclenchées se propagent et s'annihilent en se rencontrant [Barbay 11c]. . . . .	133



6.3.2 Simulations de la réponse d'une chaîne de 20 micropiliers à AS couplés soumis à un pompage uniforme et suite à une perturbation de la cavité n°1, (a) :  $\mu_1 = 2.8$ . (b) :  $\mu_1 = 2.2$ . Les autres paramètres des simulations sont identiques pour les deux cas . Paramètres :  $b1 = 0.001$ ,  $b2 = 0.001$ ,  $\mu_2 = 2$ ,  $s = 10$ ,  $g0 = 2.8$ ,  $\eta = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 10^{-5}$ ,  $\kappa = 0.1$ .  $g_0$  : perturbation sur le gain au niveau de la première cavité. (c) et (d) : Simulations des diagrammes spatio-temporels correspondants respectivement à (a) et (b). . . . . 134

6.3.3 Simulations des diagrammes spatio-temporels d'une chaîne de 20 micropiliers à AS couplés soumis à un pompage uniforme suite à une perturbation de la cavité n°1 et avec deux valeurs de couplage différents, (a) :  $\kappa = 0.1$ . (b)  $\kappa = 0.3$ . Les autres paramètres des simulations sont identiques pour les deux cas. Paramètres :  $b1 = 0.001$ ,  $b2 = 0.001$ ,  $\mu_2 = 2$ ,  $\mu_1 = 2.8$ ,  $s = 10$ ,  $g0 = 2.8$ ,  $\eta = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 10^{-5}$ .  $g_0$  : perturbation sur le gain au niveau de la. . . . . 135

6.3.4 Simulations du diagramme spatio-temporel d'une chaîne de 20 micropiliers à AS couplés soumis à un pompage non uniforme centré sur le micropilier n°10 (courbe bleue de l'encart) et suite à une perturbation de la cavité n°1. Paramètres :  $\mu_1 = 2.2$ ,  $b1 = 0.002$ ,  $b2 = 0.001$ ,  $\mu_2 = 2$ ,  $s = 10$ ,  $g0 = 2.8$ ,  $\eta = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 10^{-5}$ ,  $\kappa = 0.1$ .  $g_0$  : perturbation sur le gain au niveau de la première cavité n°1. . . 136

# Chapitre 1

## Introduction

Dans ce chapitre, je vais présenter le contexte des travaux de ma thèse et les domaines d'intérêt des systèmes excitable. Ensuite, je vais définir l'excitabilité et je vais donner des exemples de systèmes excitable en optique et dans le vivant. Je vais tout d'abord présenter les travaux sur l'excitabilité qui ont précédé ma thèse et menés dans des structures laser planaires à cavité verticale émettant par la surface (ou en anglais Vertical Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL) à absorbant saturable (AS). Enfin, je terminerai par une conclusion.

### 1.1 Vers des réseaux de neurones photoniques

La technologie CMOS qui a révolutionné l'électronique et le traitement de l'information depuis près d'un demi-siècle commence à montrer ses limites en terme de bande passante et de consommation d'énergie. Plusieurs auteurs ont récemment discuté la possibilité de remplacer certains composants électroniques par des composants optiques comme le transistor optique [Tucker 10, Caulfield 10, Miller 10]. Dans ces derniers, il est rappelé les limites des composants électroniques ainsi que les points sur lesquels les composants optiques peuvent concurrencer les composants électroniques. Le premier point est l'augmentation du débit et de la densité des données transmises par une seule ligne. Ainsi dans les « data-centers » les interconnexions électroniques (qui sont limitées par la bande passante de quelques Gbit/s) sont remplacées par des guides d'ondes. Le second point concerne l'utilisation de ces technologies pour acheminer les données sur des distances plus grandes avec une consommation d'énergie plus faible. Par exemple la technologie de l'intégration sur silicium de composants actifs pourrait être utilisée pour faire le lien entre les processeurs et les autres unités de traitement de données.

Les techniques de fabrication actuelles permettent de fabriquer des composants rapides et de tailles qui peuvent aller du micromètre jusqu'à quelques nanomètres

ce qui rend possible leur intégration avec de grandes densités. Les structures à semi-conducteurs III-V sont très utilisées à cause de leur bande interdite directe contrairement au Silicium qui possède une bande interdite indirecte. Un semi-conducteur à gap direct permet d'avoir une meilleure efficacité d'émission de la lumière parce que la probabilité de recombinaison radiative des porteurs entre la bande de valence et la bande de conduction (rendement quantique interne) obéit à la conservation de la quantité de mouvement (même vecteur  $k$ ).

Des composants à semi-conducteur ont été fabriqués avec pour objectif de réaliser du traitement tout-optique de l'information en utilisant les non-linéarités dynamiques des matériaux III-V. Parmi les régimes dynamiques exploités, on peut citer par exemple la bistabilité dans des micropiliers [Gibbs 85, Peyghambarian 85, Rivera 94] et des structures localisées [Barland 02, Barbay 11a].

La capacité des neurones au traitement de l'information dans le cerveau a incité certains chercheurs à essayer de reproduire soit l'architecture soit certaines fonctionnalités des neurones ou des réseaux de neurones [Koch 00, Hopfield 86]. Cette approche neuro-inspirée est en rupture avec les architectures de calcul traditionnelles. Récemment, le calcul à réservoir (Reservoir Computing) a été démontré dans des lasers à semi-conducteurs avec rétro-injection optique [Appeltant 11, Nguimdo 14], des nanocavités à cristaux photoniques [Fiers 14] et des systèmes opto-électroniques [Larger 12]. Une autre approche neuromimétique repose sur le traitement des impulsions excitables. Les neurones sont des cellules excitables (voir définition dans la section 1.2) capables de plusieurs types de réponses comme illustré sur la figure 1.1.1. Parmi ces réponses, on trouve par exemple de la bistabilité, l'intégration des signaux d'entrée, l'émission d'impulsions multiples ou de trains d'impulsions, l'accommodation, etc. L'excitabilité qui constitue le cœur de cette thèse a été démontrée dans de nombreux systèmes optiques (voir section 1.2) et en particulier au laboratoire dans des VCSELs planaires à AS [Barbay 11b], dont la structure interne est identique à celle des micropiliers que j'ai étudiés dans cette thèse. Des travaux théoriques ont montré la possibilité de reproduire certaines fonctions des neurones en utilisant ces composants [Nahmias 13]. Contrairement à la logique CMOS où l'information est codée avec des signaux en tension entre deux niveaux (0 et 5V), l'information peut être codée dans les temps d'arrivée d'impulsions excitables ou dans la fréquence d'un train d'impulsions. Quelques exemples de traitements neuro-mimétiques de ce type sont présentés par la suite.

La figure 1.1.2.a montre une description fonctionnelle simplifiée d'un neurone. Un neurone biologique est constitué d'un soma qui est le centre des traitements de l'influx nerveux, de plusieurs dendrites qui collectent les stimuli d'autres neurones ou de centres sensoriels, et d'un axone qui assure la propagation de l'influx nerveux vers des centres moteurs ou d'autres neurones via des connexions synaptiques. Du point de vue fonctionnel, un neurone est un système à seuil de type "tout-ou-rien"

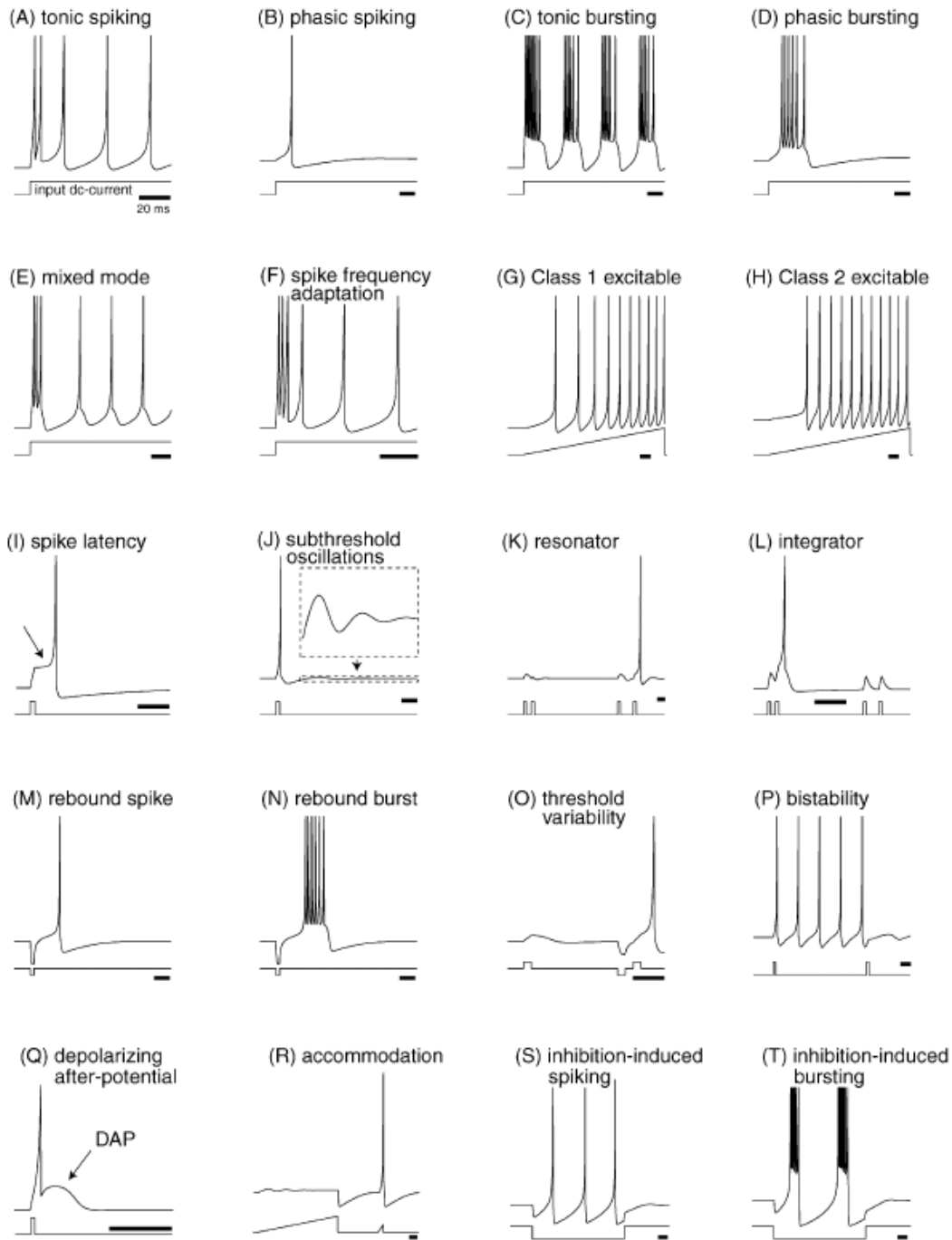


FIGURE 1.1.1 – Exemple de réponses neuronales des neurones biologiques [Izhikevich 04].

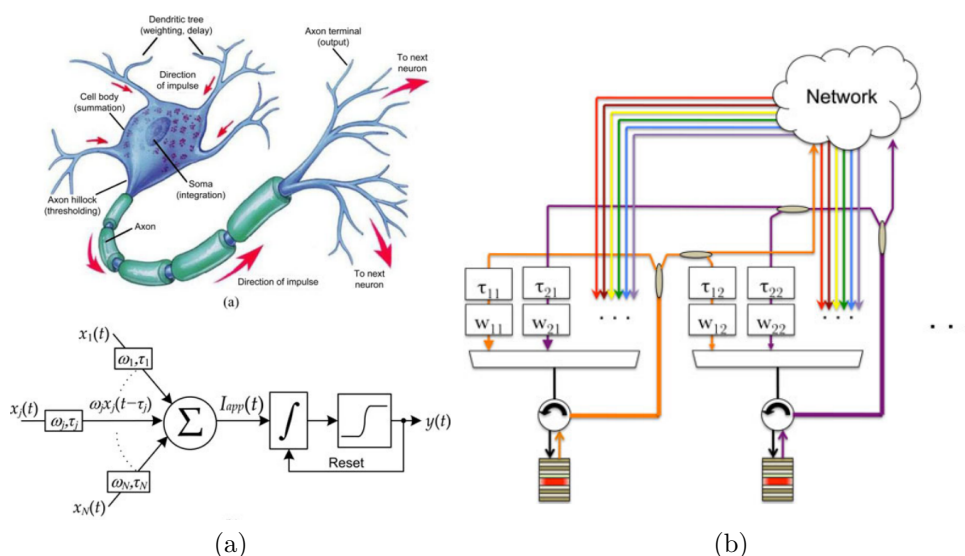


FIGURE 1.1.2 – (a) : Image du haut : un neurone biologique. Image du bas : description fonctionnelle d'un neurone [Nahmias 13]. (b) : architecture d'un réseau de neurones photoniques avec des VCSEL à AS. Les cavités sont couplées avec un contrôle des poids et des délais des perturbations d'entrée [Nahmias 13].

qui donne une réponse macroscopique seulement si le signal d'entrée est au delà du seuil excitable. Les stimuli d'entrée sont "guidés" vers le soma par les dendrites. Ils peuvent arriver avec un retard temporel au niveau du soma où ils se somment. On parle alors de sommation temporelle. Enfin, le poids ou l'importance d'une connexion synaptique peut varier d'une connexion à une autre.

Ces fonctionnalités peuvent être exploitées pour du traitement neuro-mimétique et tout-optique de l'information avec plusieurs unités à AS [Nahmias 13]. La figure 1.1.3a montre la possibilité de stocker une impulsion avec deux unités couplées et encore la possibilité de l'effacer avec une deuxième impulsion d'excitation. Ces deux unités couplées se comportent donc comme un circuit mémoire. Les figures 1.1.3b et 1.1.3c montrent des circuits mémoires plus compliqués avec 3 et 4 unités. Avec les paramètres adéquats de délai et de force de couplage on peut réaliser des circuits « intelligents » capables de prises de décisions. Par exemple, sur la figure 1.1.3b, l'unité n°3 ne donne une réponse non nulle que si elle reçoit simultanément une impulsion de perturbation, la réponse de l'unité n°1 après un délai de  $\Delta t_1 + \Delta t_2$  et celle de l'unité n°2 après un délai de  $\Delta t_2$ . La figure 1.1.3c montre la possibilité de stocker une séquence d'impulsions d'entrée avec 4 unités excitables. Seulement l'unité n°1 et 2 sont excitées par cette séquence. On remarque que les réponses des 4 unités contiennent cette séquence. C'est-à-dire que l'information (la séquence) a

été gardé dans ce réseau de 4 unités couplées.

La figure 1.1.4 montre numériquement la possibilité de réaliser une porte logique « OU » tout-optique en utilisant ces structures localisées dans des systèmes optiques excitables. Ce schéma est facilement transposable au cas d'unités excitables discrètes comme discuté précédemment.

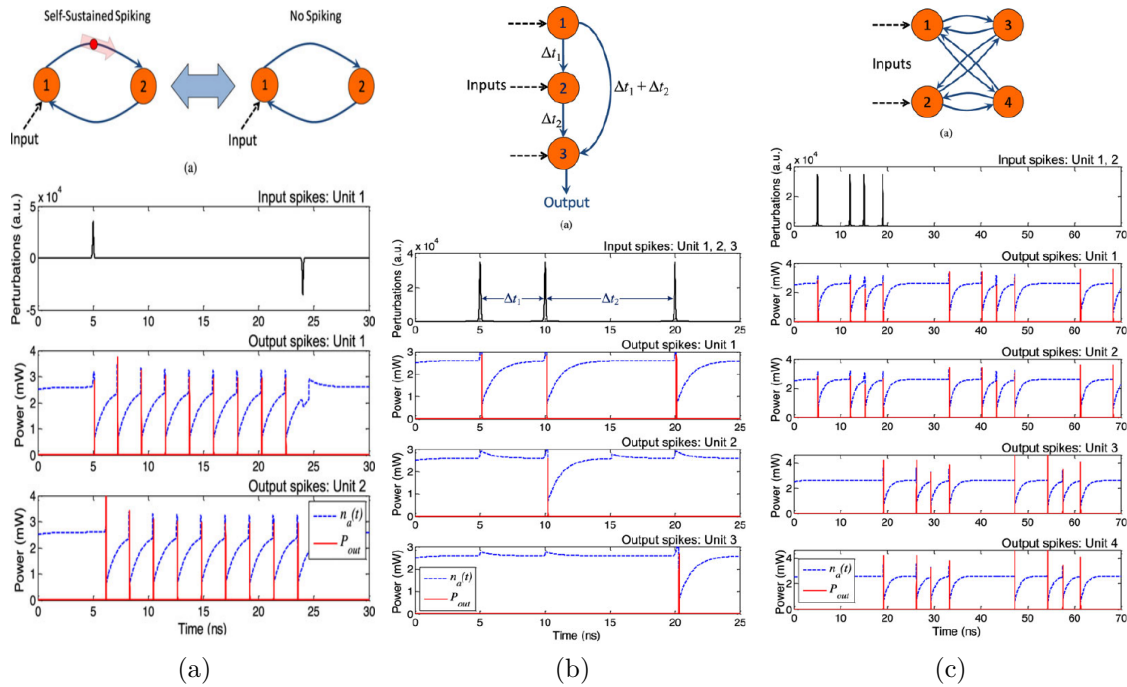


FIGURE 1.1.3 – Simulation numérique de trois exemples de traitements neuro-mimétiques en couplant plusieurs unités (VCSEL à AS). (a) : Circuit mémoire avec deux cavités couplées. (b) : Circuit mémoire avec quatre cavités couplées. (c) circuit de reconnaissance spatio-temporelle de forme avec 4 cavités couplées [Nahmias 13].

Outre la possibilité de réaliser des circuits mémoires ou des portes logiques, les systèmes excitables peuvent être exploités pour la reconnaissance de formes. Dans l'œil, il existe un type de neurones appelé cellule ganglionnaire de la rétine. Ce neurone reçoit une information visuelle (images) et la transforme en code (trains impulsions) avant de la transmettre au cortex. Dans [Simon 01], il est montré qu'avec un algorithme basé sur le modèle « leaky-integrate-and-fire » [Izhikevich 00, Izhikevich 07] qui est un modèle simplifié de neurone largement répandu en neurosciences, on peut exploiter l'ordre d'arrivée des impulsions excitables codant un niveau d'intensité dans une image pour de la reconnaissance de forme. On peut noter qu'un faible nombre de neurones voire même un seul neurone

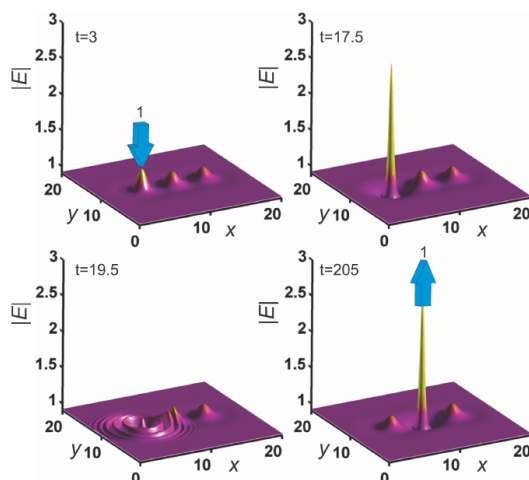


FIGURE 1.1.4 – Exemples de traitements neuro-mimétiques de l’information : simulation d’une porte logique « OU » [Adrian 12].

peut permettre de réaliser des traitements de l’information [Koch 00]. Par analogie, un faible nombre de micropiliers laser à AS couplés pourraient donc effectuer certains traitements neuro-mimétiques de l’information. En couplant plusieurs micropiliers, on obtient un réseau plus complexe capable de réaliser des traitements de l’information plus avancés.

Un réseau de neurones photoniques peut donc être créé en couplant des VCSEL à AS, système que je vais étudier dans ma thèse. Il faut évidemment étudier en premier lieu les propriétés non-linéaires et neuro-mimétiques d’un micropilier à AS simple (non couplé). Les techniques de fabrication actuelles permettent de réaliser des structures laser à AS de faibles diamètres qui peuvent aller jusqu’à quelques micromètres. D’où la possibilité de créer sur une petite puce de nombreux micropiliers laser à AS. La réduction de la taille des micropiliers permet aussi de réaliser des arrangements et des chaînes de micropiliers pour fabriquer des réseaux de micropiliers bi-dimensionnels. L’objectif de ma thèse est donc d’améliorer les techniques de fabrication des micropiliers dont l’étude avait commencé durant mon stage de Master 2 et d’étudier leurs propriétés neuronales. J’ai notamment étudié leur comportement excitable, les périodes réfractaires et la sommation temporelle dans ces systèmes. Ce travail ouvre la voie à l’étude de chaînes de micropiliers laser à AS couplés que j’ai également initié dans ma thèse.

Mon manuscrit est organisé de la façon suivante : je commence par un chapitre introductif. Je consacre le deuxième chapitre pour les étapes d’élaboration et les propriétés des micropiliers laser à AS. Je présente ensuite dans le troisième chapitre l’étude menée sur la gravure par ICP pour l’amélioration de l’efficacité de l’émission des structures. Au quatrième chapitre je démontre l’excitabilité sur un

micropilier simple. Je démontre au cinquième chapitre les périodes réfractaires et la sommation temporelle. Je présente au sixième chapitre les premières mesures sur des structures unidimensionnelles. Enfin je termine par une conclusion générale et les perspectives.

## 1.2 Excitabilité

### 1.2.1 Expériences sur l'excitabilité

#### 1.2.1.1 Définition de l'excitabilité

Généralement, pour décrire un système excitable on utilise un diagramme de bifurcations. Une bifurcation est un changement qualitatif du comportement du système suite à un changement d'un paramètre physique. Dans notre cas en changeant le pompage près du seuil d'auto-pulsations par exemple, le laser passe d'un état laser éteint à un laser allumé. Ce changement d'état correspond à un passage par une bifurcation transcritique (voir section 1.4).

Un système excitable possède un point d'équilibre stable. Quand on le perturbe au delà du seuil excitable (ou en présence de bruit), il émet une impulsion « macroscopique » de grande amplitude puis il revient à sa position d'équilibre stable. Un système excitable est caractérisé par une réponse de taille minimale qui correspond à une excursion dans l'espace des phases, non-linéaire et de type tout-ou-rien à une perturbation.

Hodgkin a été le premier à étudier les réponses des neurones en envoyant des trains d'impulsions électriques à travers la membrane d'un neurone et à analyser les réponses correspondantes en fonction des amplitudes des courants injectés. Il a classé les systèmes excitables en deux classes, selon la réponse du système à un échelon de courant :

- Classe I : cette classe d'excitabilité est reliée à une bifurcation de Hopf (instabilité temporelle périodique). Après la bifurcation, le régime auto-pulsant apparaît avec une fréquence non nulle.

- Classe II : cette classe d'excitabilité est reliée à une bifurcation homocline [Dubbeldam 99a, Larotonda 02]. Le régime auto-pulsant apparaît avec une période qui peut être infinie au point de bifurcation.

Un laser à AS est de classe II et la section 1.4 sera consacrée à la présentation des bifurcations dans ce type de système.

Le régime excitable a été mis en évidence en premier dans les milieux biologiques [Murray 90], notamment pour décrire les activités des neurones [Izhikevich 07, Hodgkin 52] et le muscle cardiaque. Il a été également démontré dans les milieux chimiques [Pacault 76] dans la réaction de Belousov-Zhabotinsky [Belousov 59,



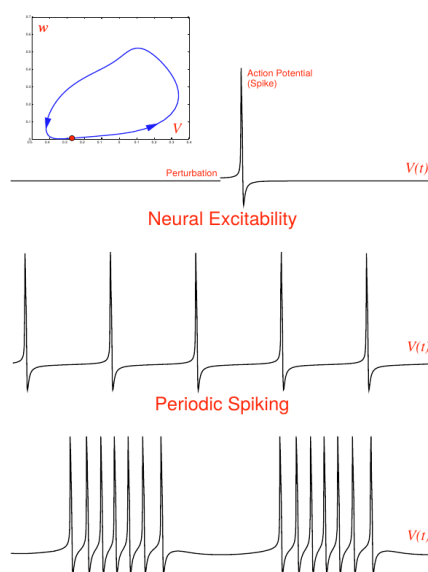


FIGURE 1.2.1 – Exemples de simulations de réponses électriques excitables réalisées par Izhikevich [Izhikevich 00].

Zhabotinsky 64]. Dans les neurones, l’excitabilité est responsable de la transmission de l’influx nerveux dans les axones. Elle est caractérisée par une réponse de type tout-ou-rien à une perturbation. En optique, l’excitabilité se manifeste par la formation d’impulsions lumineuses calibrées en réponse à une perturbation d’amplitude suffisante. La figure 1.2.1 montre des simulations de quelques types de réponses excitables dans les neurones. On observe des impulsions simples, des impulsions périodiques et des paquets d’impulsions appelés aussi du « bursting » en anglais.

### 1.2.1.2 Exemples de systèmes optiques excitables

L’excitabilité a été démontrée dans divers systèmes optiques. Dans des systèmes macroscopiques, pour la première fois dans un laser  $\text{CO}_2$  à AS [Plaza 97]. Dans ce système l’AS est un gaz, le  $\text{SF}_6$ . Un deuxième laser externe à  $\text{CO}_2$  est utilisé pour perturber le laser à  $\text{CO}_2$  à AS. Des impulsions de durées temporelles d’environ  $10\text{ms}$  ont été mesurées et la bifurcation menant à cette dynamique est de type bifurcation homocline. Un autre système macroscopique dans lequel l’excitabilité a été observée peu après est un laser à semiconducteur avec rétro-injection optique externe [Giudici 97]. Dans ce système des impulsions de durée temporelle d’environ  $10\text{ns}$  ont été mesurées et la bifurcation d’Andronov est responsable de cette dynamique.

L’excitabilité a ensuite été démontrée dans d’autres systèmes et notamment dans

des lasers à semi-conducteurs intégrés. Par exemple dans des lasers bi-section avec rétro-injection optique intégrée [Wünsche 01]. La taille de la structure en question est d'environ  $500\mu m$ . Dans ce système, une impulsion de réponse de quelques dizaines de ps de durée temporelle a été mesurée et une bifurcation homocline est à l'origine des dynamiques observées.

Dans certains systèmes à semiconducteurs la bifurcation de Hopf est à l'origine de la présence de l'excitabilité. Par exemple dans les nanocavités à cristaux photoniques 2D avec un milieu actif intégré et injecté optiquement via une fibre [Brunstein 12, Yacomotti 06]. La taille de la structure est de  $10\mu m \times 50\mu m$ , et l'impulsion obtenue a une durée d'environ  $2\mu s$ . Ici l'excitabilité est liée à une auto-pulsation thermo-optique qui explique les temps relativement longs des impulsions. Dans d'autres systèmes, comme des micro-rings de  $4\mu m$  de diamètre couplés avec des guides de dimensions  $550nm \times 220nm$  pour l'injection, c'est la bifurcation d'Andronov-Hopf sous-critique qui est à l'origine de l'excitabilité [Vaerenbergh 12]. Des impulsions excitables de durées temporelles d'environ 15ns ont été mesurées. La bifurcation « selle-noeud sur cycle limite » est à l'origine de l'excitabilité dans des boîtes quantiques dans un laser à semi-conducteur avec injection optique [Goulding 07]. La taille de l'échantillon utilisé est de 1.5mm. Des impulsions uniques et des impulsions excitables doubles rapides ont été observées. La durée de chaque impulsion est entre 200ps et 1ns (selon la figure 2 de l'article [Goulding 07]). Dans d'autres systèmes où les dynamiques sont décrites par le modèle de van der Pol–Fitzhugh–Nagumo, l'excitabilité a été démontrée. On trouve par exemple l'amplificateur optique à semi-conducteur commercial (en anglais semiconductor optical amplifiers, SOA) de taille  $100\mu m \times 1\mu m$  pompé par une diode laser [Barland 03]. Les impulsions obtenues sont de type thermo-optique et de durée temporelle d'environ 20ms. Enfin, la bifurcation homocline est à l'origine de l'excitabilité dans les VCSELs à AS [Barbay 11b]. Des impulsions excitables de durées temporelles d'environ 700ps ont été mesurées. L'avantage de ce type de système est, outre sa compacité, qu'il ne nécessite pas une injection externe cohérente ou une rétro-injection.

En utilisant et optimisant les technologies de micro-nanofabrication, nous avons pu fabriquer à partir des structures planaires précédentes des micropiliers très compacts dont je vais démontrer dans cette thèse les propriétés excitables et le potentiel d'applications dans les systèmes neuro-mimétiques.

Une compréhension plus profonde des différents régimes excitables nécessite de présenter les bifurcations qui donnent naissance à ce régime. Je vais les présenter dans la section 1.4 en m'appuyant sur les résultats publiés dans [Dubbeldam 99b, Dubbeldam 99a]. Ces études se fondent sur le modèle de Yamada qui décrit un laser à AS et qui sera présenté dans la section 1.3 de ce chapitre.

### 1.3 Modèle de Yamada pour un laser à AS

Afin de mieux comprendre les régimes dynamiques observables dans un laser à semi-conducteurs à AS je présente le modèle de Yamada (Eq. 3.1.1) [Yamada 93] qui sera utilisé dans ce mémoire.

Les équations de taux qui régissent la dynamique des porteurs et des photons dans la cavité s'écrivent [Dubbeldam 99b] :

$$\begin{aligned}\dot{N}_1 &= J_P - \frac{N_1}{\tau_1} - g_1 (N_1 - N_{t_1})S \\ \dot{N}_2 &= \frac{N_2}{\tau_2} - g_2 (N_2 - N_{t_2})S \\ \dot{S} &= [g_1 (N_1 - N_{t_1}) + g_2 (N_2 - N_{t_2}) - \Gamma_0] S\end{aligned}\tag{1.3.1}$$

où  $J_P$  est le taux de pompage,  $S$  est la densité de photons,  $N_{1,2}$  est la densité des porteurs dans le milieu à gain et dans le milieu AS respectivement,  $\tau_{1,2}$  est le temps de vie des porteurs respectivement dans le milieu à gain et dans le milieu AS,  $g_{1,2}$  est tel que

$$g_{1,2} = a_{1,2}\Gamma v_g$$

où  $a_{1,2}$  est le gain et l'absorption différentiels dans le milieu à gain et dans le milieu AS,  $\Gamma$  est le facteur de confinement et  $v_g$  est la vitesse de groupe de l'onde. Pour plus de détails voir l'article [Kawaguchi 84].  $\Gamma_0^{-1}$  est le temps de vie des photons en cavité,  $N_{t_{1,2}}$  les valeurs des densités de porteurs à la transparence dans le milieu à gain et dans le milieu AS.

$g_1 (N_1 - N_{t_1})$  et  $g_2 (N_2 - N_{t_2})$  sont deux linéarisations de  $g(N)$  près des points de fonctionnement où le gain en fonction de la densité des porteurs dans un semi-conducteur peut s'écrire de la forme [Balle 98] :

$$g(N) = \ln\left(\frac{N}{N_t}\right)$$

La figure 1.3.1 montre le gain  $G$  en fonction des densités des porteurs avec  $N_t \simeq 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . En régime laser, la densité de porteurs dans la zone à gain est proche de la transparence  $N_{t_1}$  et la densité de porteurs dans l'absorbant saturable est faible, proche de la densité de porteurs résiduelle. On peut donc approximer  $G$  et  $Q$  en linéarisant  $g(N)$  près des points de fonctionnements ce qui conduit à :

$$G = g_1(N - N_{t_1})$$

$$Q = g_2(N - N_{t_2})$$

On remarque sur la figure 1.3.1 qu'à cause de la saturation du gain  $G$ , le gain différentiel  $a_1$  est toujours inférieur à l'absorption différentielle  $a_2$  de sorte que  $g_2/g_1 \gg 1$ .

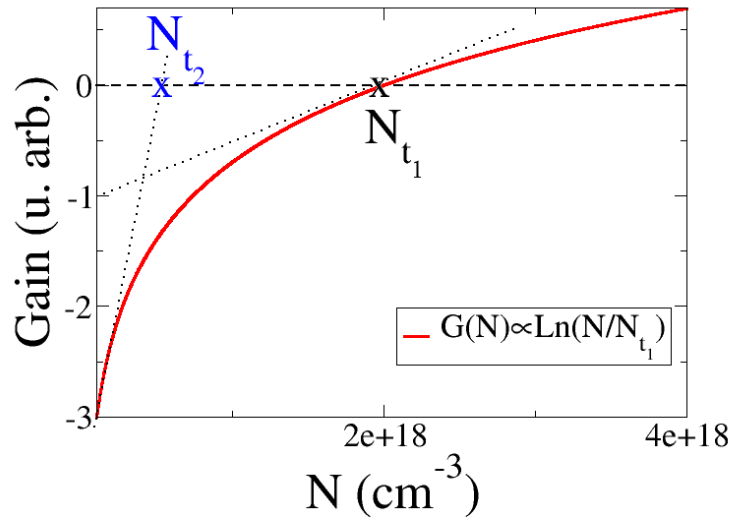


FIGURE 1.3.1 – Modèle de gain en fonction des porteurs dans un matériau semiconducteur avec une densité à la transparence :  $N_{t_1} \simeq 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Les droites en pointillés représentent la linéarisation du gain à la transparence et pour la densité de porteurs résiduelle (de l'ordre de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).

On peut écrire :

$$Q \propto -(N_2 - N_{t_2})$$

$$G \propto (N_1 - N_{t_1})$$

En utilisant les équations de  $\dot{N}_1$  et de  $\dot{N}_2$  dans la limite stationnaire on obtient :

$$N_1 = \frac{J_P + g_1 N_{t_1} S}{\frac{1}{\tau_s} + g_1 S}$$

$$N_2 = \frac{g_2 N_{t_2} S}{\frac{1}{\tau_s} + g_2 S}$$

Pour un pompage faible, le nombre de photons  $S$  est petit. Donc on a :

$$\begin{aligned} N_1 &\simeq \tau_s J_P \\ N_2 &\simeq 0 \end{aligned}$$

et pour une grande intensité intracavité qui correspond à la saturation de l'AS on a :

$$\begin{aligned} N_1 &\simeq N_{t_1} \\ N_2 &\simeq N_{t_2} \end{aligned}$$

Si l'on pose

$$\begin{aligned} G &= \frac{g_1 (N_1 - N_{t_1})}{\Gamma_0} \\ Q &= -\frac{g_2 (N_2 - N_{t_2})}{\Gamma_0} \\ I &= g_1 \tau_1 S \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{\Gamma_0 G}{g_1} + N_{t_1} \\ N_2 &= \frac{\Gamma_0 Q}{g_2} + N_{t_2} \\ S &= \frac{I}{\tau_1 g_1} \end{aligned}$$

on obtient un système d'équations réduit qui constitue le modèle de Yamada :

$$\begin{aligned} \dot{G} &= b_1(\mu_1 - G - GI) \\ \dot{Q} &= b_2(\mu_2 - Q - sQI) \\ \dot{I} &= (G - Q - 1)I \end{aligned} \tag{1.3.2}$$

où le temps est sans dimension et rapporté au temps de vie des photons dans la cavité qui est de l'ordre de 3.26ps dans les micropiliers (calculé dans le chapitre 2).  $b_{1,2}$  représentent respectivement les taux de relaxation du gain et de l'AS rapportés au taux de déclin des photons dans la cavité vide,. Ils sont de l'ordre de  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  dans nos systèmes.  $\mu_1$  est fixé par l'expérience et représente le pompage du milieu

à gain, et enfin  $\mu_2$  et  $s$  représentent respectivement l'absorption linéaire et le coefficient de saturation rapporté à celui du gain  $s = g_2 b_1 / g_1 b_2$ . Les valeurs de  $s$  et de  $\mu_2$  sont fixées principalement lors de la fabrication des micropiliers lasers à AS. Nous nous concentrons sur les régimes de paramètres excitables et nous choisissons  $\mu_2 = 2$  et  $s = 10$  comme paramètres décrivant nos expériences [Bache 05]. Il est aussi possible de choisir d'autres valeurs de  $\mu_2$  et de  $s$  qui peuvent donner lieu à un comportement excitable tant que l'on se place dans les régions II et III représentées sur la Fig. 1.4.1 et caractérisées par  $\mu_2(s - 1) > 1$ .

Le modèle de Yamada est un système d'équations différentielles adimensionnelles reliant les variables  $G$ ,  $Q$  et  $I$  et décrivant un laser à AS.  $G$  représente le gain,  $Q$  décrit les pertes par absorption et  $I$  traduit l'intensité de la lumière émise par le système. Plusieurs paramètres vont définir le type de réponse du système excité ainsi que sa dynamique.

Physiquement, on peut comprendre le régime auto-pulsant en observant le comportement du gain et des pertes pour un pompage constant. Sur la figure 1.3.2a, une simulation du régime d'auto-pulsations est présenté. Dans ces simulations j'ai tenu compte d'un terme d'émission spontané  $\beta_{sp} (G + \eta_1)^2$  comme dans [Dubbeldam 99a] sur lequel je donnerai plus de détails dans le chapitre 4 où  $\beta_{sp}$  représente la fraction de l'émission spontanée dans le mode laser et  $\eta_1$  est le densité des porteurs à la transparence. L'équation de l'intensité dans le modèle de Yamada réduit devient :

$$\dot{I} = I(G - Q - 1) + \beta_{sp} (G + \eta_1)^2$$

Initialement, avant le déclenchement d'une impulsion, le système présente du gain net puisque les pertes globales  $(1 + Q)$ , somme des pertes saturables et des pertes aux miroirs, sont plus petites que le gain  $G$  (Courbe verte de la Fig.1.3.2a). L'intensité (qui est proportionnelle à la densité de photons  $S$  dans les équations de taux) croît donc exponentiellement (Courbe en rouge de la Fig. 1.3.2a). En augmentant  $J_P$ , on augmente  $S$  à cause du gain, l'absorption dans le milieu AS diminue (à cause de la saturation d'absorption) et la densité de porteurs dans l'AS  $N_2$  augmente jusqu'à saturation complète du milieu AS qui intervient avant celle du gain vu que  $g_2/g_1 \gg 1$ . L'impulsion voit son intensité augmenter d'autant. Quand l'intensité devient grande, l'AS sature en premier car  $s > 1$  (la densité des porteurs dans l'AS  $N_2$  est maintenant égale à sa valeur à transparence  $N_{t_2}$ ) ce qui fait chuter l'absorption, puis le gain sature à son tour (la densité des porteurs du milieu à gain  $N_1$  est maintenant égale à sa valeur à transparence  $N_{t_1}$ ). La saturation du milieu à gain met fin à l'augmentation de l'intensité de l'impulsion puisque le gain net devient nul puis négatif. Par la suite, l'intensité  $I$  diminue (Fig.1.3.2a). Du fait des temps caractéristiques très différents pour la durée de vie des photons dans la cavité et la dynamique des porteurs, la génération d'impulsion se fait sur une échelle de

temps courte. Après la génération de l'impulsion, le recouvrement des porteurs à lieu dans la zone à gain et la zone à AS ce qui enclenche un nouveau cycle : une nouvelle impulsion est déclenchée si le gain net  $G-Q-1$  redevient de nouveau positif (les pertes de cavité sont adimensionnées à 1 et les pertes saturables sont représentées par  $Q$ ). C'est la dynamique différenciée du gain et des pertes qui permet au train d'impulsion de se former et de se stabiliser.

La dynamique de déclenchement d'une impulsion excitable en présence d'une perturbation (Fig.1.3.2b) est quasiment similaire. Elle sera expliquée dans la section 1.4.

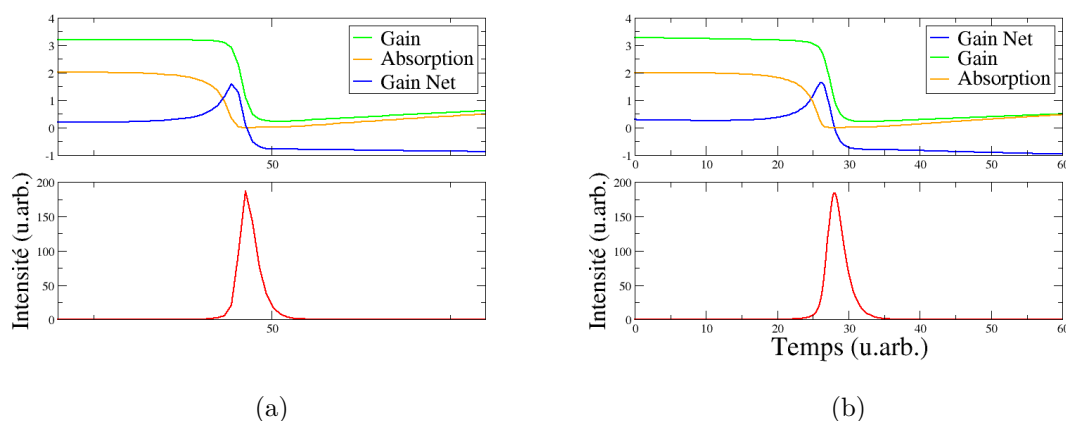


FIGURE 1.3.2 – Réponse d'un laser à AS (a) : sans perturbation,  $\mu_1 = 3.2$ . (b) : pompage  $\mu_1 = 2.48$ , amplitude de la perturbation=0.8, En rouge : réponse d'un laser à AS à une perturbation. En vert : gain, en orange : absorption, en bleu : gain net. Paramètres de simulations :  $b_1 = 0.005$ ,  $b_2 = 0.01$ ,  $s = 10$ ,  $\eta = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 10^{-5}$ .

## 1.4 Bifurcations et dynamiques dans le modèle de Yamada

Afin de mieux comprendre les régimes dynamiques observables dans un laser à semi-conducteurs à AS, je reprends ici l'étude réalisée dans les articles [Dubbeldam 99b, Dubbeldam 99a] qui décrit les différents diagrammes de bifurcation du modèle de Yamada et les dynamiques correspondantes.

Selon les valeurs de  $\mu_2$  et de  $s$ , nous pouvons distinguer trois régions I, II et III [Dubbeldam 99b] (Fig.1.4.1). La région I correspond à de faibles valeurs de l'ab-

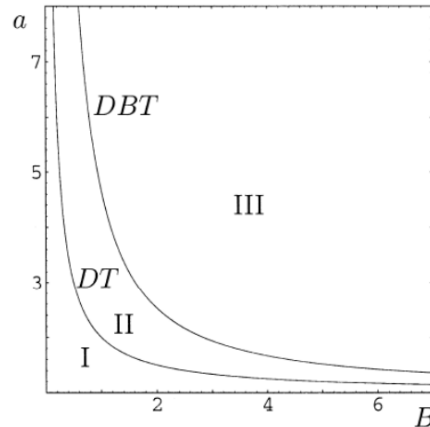


FIGURE 1.4.1 – Diagramme de bifurcation du modèle de Yamada dans le plan ( $B_2 = \mu_2, a = s$ ) définissant trois régions distinctes I, II et III, correspondant à différents diagrammes de bifurcation dans le plan ( $\mu_1, b_1 = b_2$ ) (d'après [Dubbeldam 99b]). La région I correspond à la région de paramètres d'un laser standard. Les régions II et III peuvent donner lieu à des régimes auto-pulsants et excitables.

sorption (ou du paramètre de saturation  $s$ ) dans laquelle l'absorbant saturable ne joue presque aucun rôle dans la dynamique. Dans cette région, un laser possède un comportement "standard" où l'on a une bifurcation transcritique au seuil laser et la courbe caractéristique du laser (intensité vs pompage) a la forme représentée sur la figure 1.4.3a. Les régions II et III, pour des valeurs plus grandes de l'absorption ou du paramètre de saturation, sont délimitées par les courbes de bifurcations DT (Transcritique dégénérée) et DBT (Bogdanov-Takens dégénérée). Elles sont caractérisées par la présence d'un point de bifurcation noeud-col (S), d'un point de bifurcation de Hopf (H) et d'un point de bifurcation homocline (L) (cf Fig.1.4.3b). Nous donnerons une brève description de ces bifurcations ci-après. Une description plus détaillée peut être trouvée dans des ouvrages d'introduction à la dynamique non-linéaire (voir par exemple [Guckenheimer 02]). Une bifurcation transcritique (point T) est une bifurcation stationnaire qui correspond à un échange de stabilité entre deux solutions stationnaires : une solution stable (par exemple la solution stable "laser éteint") se déstabilise au profit d'une autre solution stable (la solution "laser allumé") et précédemment instable (cf Fig.1.4.3a).

Une bifurcation noeud-col (point S Fig.1.4.3b) est une bifurcation qui correspond à la création de deux point fixes (stable et instable) à partir d'un état sans équilibre. Dans notre cas la branche stable devient elle aussi instable du fait de la présence de la bifurcation de Hopf sur cette même branche. Tous les points au dessous de la bifurcation de Hopf sont instables et par conséquent la branche devient



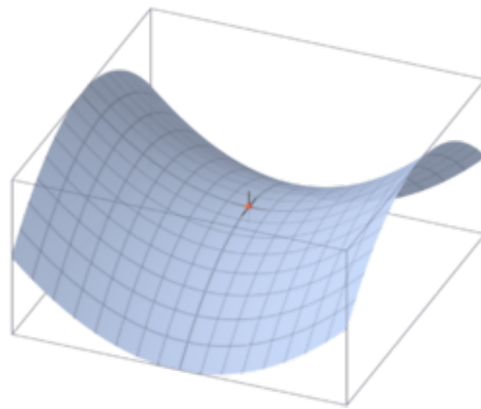


FIGURE 1.4.2 – Point selle [Elsass 09].

334

*J.L.A. Dubbeldam, B. Krauskopf / Optics Communications 159 (1999) 325–338*

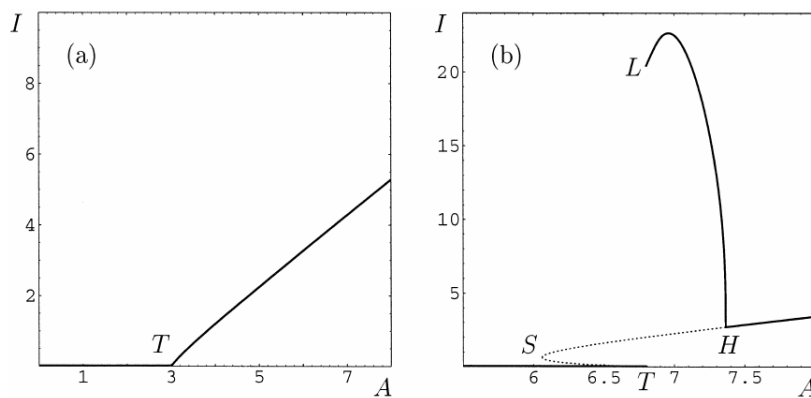


Fig. 8. Bifurcation diagram in the  $(A, I)$ -plane of type I for  $\gamma=0.04$ ,  $B=2.0$  and  $a=1.2$  (a) and of type III for  $\gamma=0.04$ ,  $B=5.8$  and  $a=1.8$  (b). Plotted is the maximum of  $I$  versus the pump  $A$ ; attractors are boldface.

FIGURE 1.4.3 – Diagrammes de bifurcations dans le plan  $(\mu_1, I)$  de type I (a) et de type II (b). En (b), sur la branche d’auto-pulsation du laser entre L et H, on a tracé le maximum de l’intensité  $I$  des impulsions. Les attracteurs sont en gras. Les courbes en pointillés sont instables (D’après [Dubbeldam 99b]).

instable. Les deux points fixes ainsi formés sont instables (courbe en pointillés sur la figure 1.4.3b). Chaque point de la branche basse est un point selle. Un point selle correspond à un point d'équilibre instable dans l'espace des phases possédant une direction (variété) stable et une direction instable. Une image simple correspondant à un tel point serait par exemple le point d'équilibre instable d'une bille dans un potentiel en forme de selle de cheval (voir Fig.1.4.2).

La bifurcation de Hopf (H) correspond à l'apparition ou à la disparition d'oscillations non-linéaires dans un système et à la naissance d'un cycle limite sur lequel s'enroulent les trajectoires dans l'espace des phases. Ces deux dernières bifurcations sont des bifurcations locales c'est-à-dire qui dépendent uniquement des propriétés locales de l'espace des phases près d'un point d'équilibre et non de sa topologie globale. En revanche, la bifurcation homocline (L) est une bifurcation globale qui donne lieu également à l'apparition d'oscillations non-linéaires mais dont la description dépend des propriétés globales de l'espace des phases. Ces oscillations naissent suite à l'apparition d'une orbite homocline qui est la connexion entre une direction instable d'un point selle à la direction stable de ce même point après excursion dans l'espace des phases loin du point selle considéré (d'où le caractère global). La période des oscillations est infinie au point de bifurcation, contrairement au cas de la bifurcation de Hopf. Les régions II et III présentent des régions de paramètres où le système peut être bistable, auto-pulsant et surtout excitable. Les portraits des phases possibles sont représentés dans les panneaux de 1 à 9 dans la figure 1.4.4 où l'intensité  $I$  est représentée sur l'axe vertical et  $G$  sur l'axe horizontal. Les régimes de paramètres correspondants aux régions 2, 3 (et 6, comme nous le montrerons par la suite) permettent d'obtenir une dynamique excitable.

Le comportement le plus probable d'un laser pouvant fonctionner en régime auto-pulsant est caractérisé par le diagramme de bifurcation de la Fig.1.4.3b. Comme nous l'avons déjà mentionné, le paramètre  $b_{1,2}$  est en général très faible (de l'ordre de quelques  $10^{-3}$ ). Par conséquent, quand on augmente le pompage, le système passe pratiquement directement de la région 2 (excitable) à la région 7 (auto-pulsant) (cf Fig.1.4.4 type II ou III). Pour des valeurs plus grandes de  $b_{1,2}$ , en augmentant le pompage, d'autres régions deviennent possibles notamment la région 6 pour le type II et beaucoup d'autres régions pour le type III. Le comportement typique d'un laser auto-pulsant quand on augmente le pompage est le suivant : quand le pompage est faible, avant le point S, l'état stable du laser est l'état "éteint". Au delà du point S et jusqu'au point T, en l'absence de bruit ou de perturbation extérieure, l'état stable du laser est toujours l'état "éteint". Quand le pompage franchit le point T (pratiquement confondu avec le point L si  $b_{1,2} \ll 1$ ), le laser devient auto-pulsant et émet des impulsions de grandes amplitudes même proche du seuil. Très près du seuil, la période des impulsions est grande et diminue

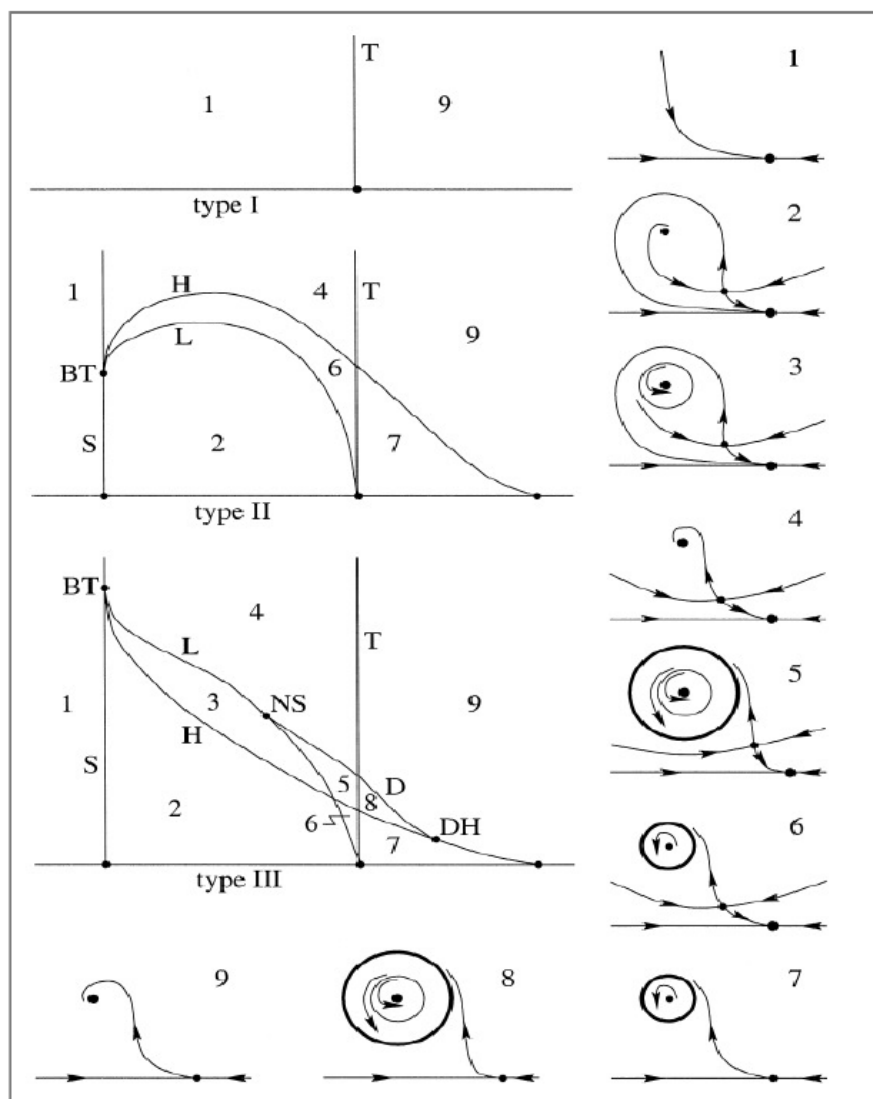


FIGURE 1.4.4 – Diagrammes de bifurcation du modèle de Yamada dans le plan  $(\mu_1, b_{1,2})$  correspondant aux régions I, II et III et esquisse des portraits de phases des différentes dynamiques rencontrées (panneaux 1 à 9). Ici le cas particulier  $b_1 = b_2$  est utilisé. Dans les portraits des phases, l'intensité  $I$  du laser est portée verticalement et le gain  $G$  est représenté en abscisse. Les états d'équilibres stables (points ou cycles) sont représentés en gras [Dubbeldam 99b]. Les portraits de phases les plus importants sont : 1, laser éteint ; 2, régime excitable ; 7, régime auto-pulsant (commutation de pertes) et 9, laser allumé continu.

quand on se rapproche du point H. De même, à mesure que le pompage augmente et se rapproche du pompage correspondant au point H, l'amplitude des impulsions devient de moins en moins grande, et la forme des impulsions se rapproche d'oscillations sinusoïdales. Au point H, les oscillations disparaissent et si l'on augmente le pompage au delà de ce point, l'intensité du laser devient constante.

Pour des valeurs du pompage entre les points S et T (Fig.1.4.3b), le système est excitable. Dans cette zone, si l'on applique une perturbation d'amplitude inférieure au seuil excitable le système revient à sa position d'équilibre stable. Mais dans le cas où cette perturbation possède une amplitude supérieure au seuil excitable, c'est-à-dire envoie le système au dessus de la direction stable du point selle (Portrait 2 de la Fig.1.4.4), le système va suivre la trajectoire homocline, et effectuer une excursion dans l'espace des phases qui va le ramener au point de départ. Ceci correspond à la génération d'une impulsion de large amplitude. Sur la figure 1.3.2b le processus de génération d'une impulsion excitable. L'évolution du gain, l'absorption, le gain net et de l'intensité du système  $y$  sont affichés. On remarque que la dynamique de génération de la réponse est similaire à celle observée sur la figure 1.3.2a.

Si la perturbation est légèrement différente, la trajectoire suivie dans l'espace des phases sera toujours très proche de la boucle homocline, ce qui explique le caractère calibré (relativement indépendant de l'amplitude de la perturbation au delà du seuil excitable) de l'impulsion générée dans ce cas. Dans le chapitre 4 je présente les mesures expérimentales d'excitabilité avec des perturbations résonantes avec la cavité (perturbation sur l'intensité) et d'autres mesures avec des perturbations non-résonantes avec la cavité (perturbation sur le gain). Et je montre aussi que dans les deux cas une taille minimale « caractéristique » des réponses excitables, qui correspond à la boucle homocline dans l'espace des phases, est respectée. Dans le cas où l'on couple plusieurs micropiliers lasers à AS, la perturbation sur le gain ou sur l'intensité ne change pas le résultat final du traitement neuro-mimétique ou de la propagation puisque c'est juste l'excitation initiale qui change.

D'un point de vue expérimental, le modèle de Yamada nous renseigne sur la zone de paramètres où l'on peut espérer mettre en évidence un comportement excitable. En particulier, la présence du régime auto-pulsant s'avère primordiale pour asseoir celle du régime excitable : ce dernier est attendu pour un pompage inférieur au seuil auto-pulsant du laser. Dans les expériences, nous nous intéresserons donc à la dynamique des micro-lasers près du seuil. Dans la section suivante je montre quelques traces temporelles de structures lasers à AS à différents pompages.

## 1.5 Dynamiques observées dans un laser à AS

Le modèle de Yamada prédit l'existence de plusieurs dynamiques possibles pour un laser à AS. Par exemple, on peut observer le régime excitable (portrait de phase

2 de la Fig.1.4.4), le régime d'auto-pulsation (portrait de phase 7 de la Fig.1.4.4), et le régime du multi-impulsions ou en anglais le « bursting » (portrait de phase 6 de la Fig.1.4.4). D'autres régimes dynamiques où l'on a coexistence entre différentes dynamiques, ont été observées. On peut observer par exemple une coexistence entre un régime excitable et l'auto-pulsation (portrait de phase 6 de la Fig.1.4.4).

La figure 1.5.1 montre la réponse d'une structure laser de plusieurs micropiliers à AS fortement couplés que nous avons mesuré expérimentalement. Pour un pompage faible mais près du seuil d'auto-pulsation des impulsions excitables sont émises (Fig.1.5.1.a). Pour un pompage optique plus grand, le système rentre dans un régime d'auto-pulsation où l'on a émission d'impulsions périodiques (Fig.1.5.1.b). Et enfin pour un pompage encore plus grand, le système rentre dans un régime continu (Fig.1.5.1.c et Fig.1.5.1.d). Ces observations sont également prédites par le modèle de Yamada. Sur la figure 1.4.4 on observe que l'augmentation du pompage permet de traverser les différentes régions observées expérimentalement. Notons que la présence de bruit dans l'expérience (pompage, émission spontanée) modifie quelque peu les régimes attendus, mais ils restent bien identifiables.

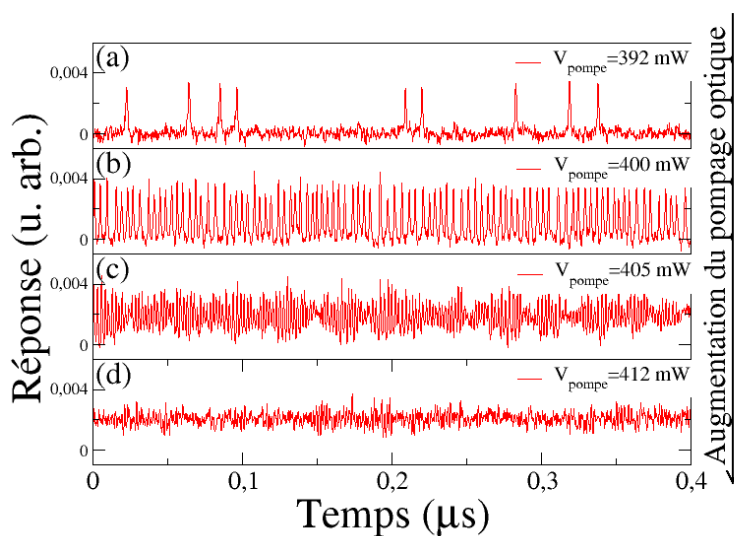


FIGURE 1.5.1 – Réponse d'une structure laser de plusieurs micropiliers laser à AS fortement couplés pour plusieurs pompages optiques croissants.

Nous avons également observé expérimentalement d'autres dynamiques plus complexes. Ces régimes dynamiques sont présentés sur la figure 1.5.2. Sur les figures 1.5.2.a et 1.5.2.b, on observe des impulsions simples et des multi-impulsions. On observe également que le système effectue des oscillations pendant un temps non négligeable autour d'un point fixe stable non nul. Ces dynamiques sont pré-

dites par le modèle de Yamada. Sur le portrait de phase 3 de la figure 1.4.4, on peut noter l'existence de deux points fixes stables dont l'un correspond à l'état laser non éteint et d'un cycle limite instable. Alors que sur le portrait de phase 6 de la figure 1.4.4 on peut noter l'existence d'un point fixe stable, d'un point fixe instable et d'un cycle limite stable. Les cycles limites correspondent à des oscillations (en gras pour des oscillations stables, en trait mince pour des oscillations instables). La coexistence de ces cycles limites avec les deux points fixes stables est à l'origine de l'excitabilité à plusieurs impulsions.

Ces traces temporelles assez riches du point de vue dynamique, notamment l'excitabilité simple ou multi-impulsions comme vu dans les neurones [Izhikevich 04, Izhikevich 00], témoignent de la capacité des structures lasers à AS à avoir des comportements de type neuronal.

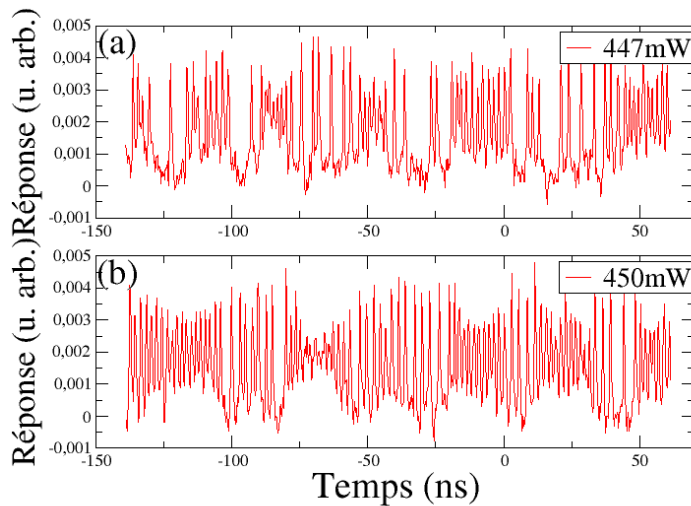


FIGURE 1.5.2 – Réponse d'une structure laser à AS en fonction du pompage optique.

## 1.6 Excitabilité dans un VCSEL planaire à AS

Les premières études expérimentales sur l'excitabilité dans des VCSELs à AS intégré ont été réalisées au sein du laboratoire [Barbay 11b]. L'excitabilité dans un VCSEL à AS est de classe II. C'est-à-dire que le régime auto-pulsant apparaît avec une période qui peut être infinie au point de bifurcation. La structure utilisée est une structure originale, intégrée monolithique et compacte. Elle a été conçue pour

être pompée optiquement. C'est une structure de type VCSEL avec un milieu AS intégré intra-cavité (Fig.1.6.1) comme expliqué dans [Barbay 11b]. Je donnerai une description détaillée de la structure dans le chapitre 2.

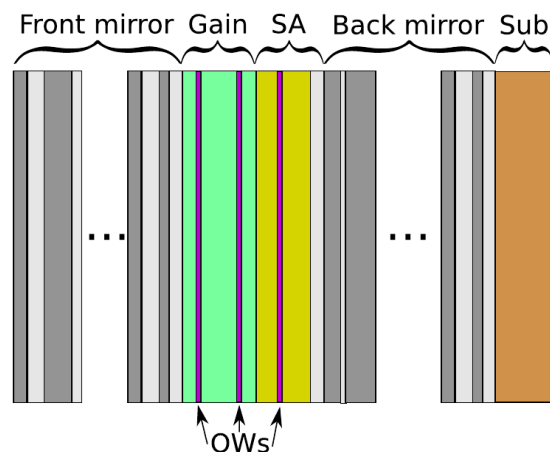


FIGURE 1.6.1 – Design d'un VCSEL à AS intégré. Sub : Substrat, QWs : les puits quantiques [Barbay 11b]. Description de la structure dans le texte.

Le VCSEL à AS est pompée sous le seuil d'auto-pulsation dans le régime excitable et perturbé par des impulsions courtes (80ps) à une longueur d'onde d'environ 800nm proche de la longueur d'onde de pompe. La figure 1.6.2a montre la réponse du VCSEL à AS à des impulsions de perturbation. La courbe bleue de cette figure montre les moyennes des maxima des impulsions de réponses en fonction des maxima des impulsions de perturbation. On observe l'existence d'un seuil excitable delà duquel la courbe présente un saut abrupte caractéristique d'une réponse excitable. C'est donc une démonstration de l'excitabilité dans cette structure. Les impulsions générées ont une durée temporelle d'environ 700ps comme montré dans l'encart de la figure 1.6.2b.

## 1.7 Conclusion

Dans certains lasers à semi-conducteurs et grâce aux dynamiques non-linéaires certains traitements tout-optiques sont devenus possibles. Par exemple l'excitabilité peut être exploitée pour réaliser des portes logiques et pour du codage de l'impulsion par pic ou par délai à l'émission (voir chapitre 5).

Dans ce cadre, plusieurs travaux numériques, avec des modèles de type « leaky-integrate-and-fire » qui décrivent le fonctionnement d'un neurone, ont été réalisés pour démontrer la possibilité de faire des traitements neuro-mimétiques de l'information. Par exemple, il est possible de réaliser des circuits mémoires tout-optiques

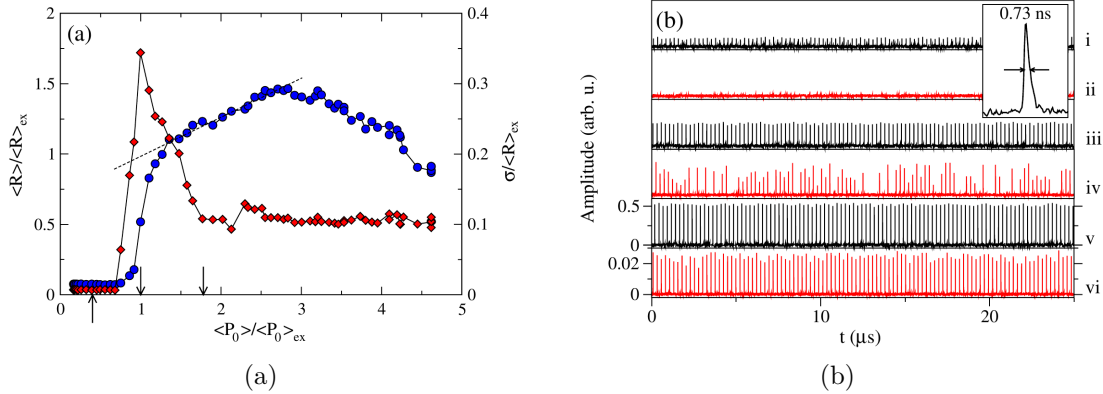


FIGURE 1.6.2 – (a) : en bleu, valeurs moyennes des maxima des impulsions réponses @980nm normalisées par leurs valeurs au seuil excitable en fonction des maxima des impulsions de perturbation @800nm (en rouge : Écart type). (b) : Des traces temporelles des impulsions de perturbation (en noir) et celles des réponses (en rouge). (i,ii) : En dessous du seuil excitable. (iii,iv) : proche du seuil excitable. (v,vi) : clairement au dessus du seuil excitable.

avec une possibilité d’effacement des données stockées et encore des portes logiques tout-optiques. Les systèmes excitables peuvent être également exploités pour du codage de l’information par pic ou par temps d’impulsion. Ils peuvent aussi être exploités pour la détection de coïncidence ou pour la reconnaissance des formes.

Dans ce contexte, je propose une nouvelle architecture pour des traitements neuro-mimétiques de l’information. Cette architecture intègre à la fois le domaine des lasers à semi-conducteurs et l’aspect neuronal des neurones biologiques. Je vais démontrer dans ce manuscrit qu’avec un micropilier laser de  $4\mu m$  de diamètre à AS on retrouve certaines propriétés neuronales. Je décrirais aussi les premières mesures de propagation dans une structure ligne 1D et aussi dans une chaîne de plusieurs micropiliers couplés. L’objectif à long terme est de fabriquer un réseau de neurones photoniques capable de réaliser des opérations logiques tout-optiques et de faire du traitement de l’information avancé.





## Chapitre 2

# Élaboration des micropiliers lasers à AS

### 2.1 Conception de la structure laser verticale

Les micropiliers laser à AS que j'utilise possèdent une conception originale. Celle-ci définit une structure pompée optiquement constituée par un substrat GaAs, un miroir inférieur, un milieu à gain, un milieu AS et enfin un miroir du supérieur. La longueur d'onde de résonance visée est de 980nm. À cette longueur d'onde, la réflectivité visée du miroir arrière est égale à 1. Celle du miroir avant est égale à 0.995. Les miroirs sont constitués par une succession de paires de couches non-périodiques AlAs/AlGaAs. Le nombre de ces couches ainsi que les épaisseurs sont calculées avec un algorithme d'optimisation [Barbay 05]. Le miroir supérieur contient 25 paires AlAs/ $\text{Al}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}$ . Il a été conçu pour avoir une transmission maximale d'une pompe de longueur d'onde 800nm avec une fenêtre de pompage de 20nm de largeur spectrale et une faible réflectivité. Une partie de la pompe est absorbée par le milieu actif et celle qui le traverse est réfléchi par le miroir du bas. Le miroir inférieur contient 39 paires AlAs/ $\text{Al}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}$ . Il a été conçu pour avoir une réflectivité proche de 1 pour empêcher qu'une partie de la pompe ne soit absorbée par le substrat et ne l'échauffe.

La figure 2.1.1 montre les résultats d'un calcul d'optimisation. La courbe de réflectivité du miroir supérieur est en bleu. Autour de  $\lambda = 980\text{nm}$ , elle est de l'ordre de 0.995. Autour de 800nm, la réflectivité du miroir supérieur est minimale et l'absorption est maximale. Le spectre gris représente l'absorption. La courbe de réflectivité du miroir inférieur est en rouge. La réflectivité est de 1 autour de  $\lambda = 800\text{nm}$  pour éviter qu'une partie de la pompe n'atteigne le substrat et ne l'échauffe.

Le milieu à gain est placé entre les deux miroirs. Il est constitué par deux puits

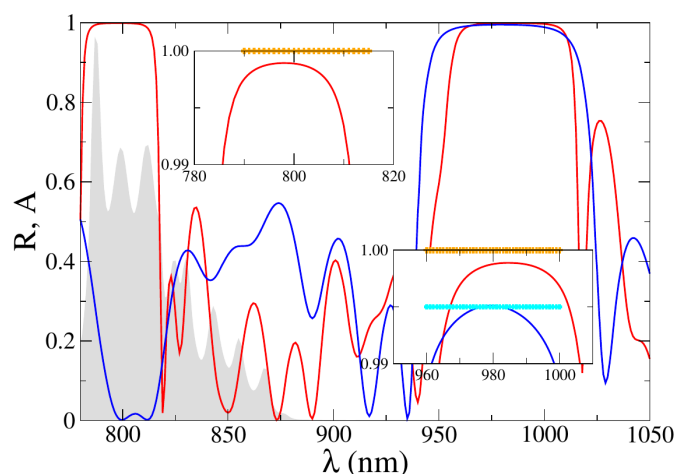


FIGURE 2.1.1 – Spectres de réflectivité calculés avec l'algorithme d'optimisation. En bleu : spectre de réflectivité du miroir du haut. En rouge : spectre de réflectivité du miroir du bas [Elsass 10].

quantiques d' $\text{In}_{22.5}\text{Ga}_{77.5}\text{As}$  entourés chacun par des barrières en GaAs.

En plus du milieu à gain nous avons un milieu AS. Introduire un milieu AS dans un VCSEL planaire consiste à mettre un puits quantique d' $\text{In}_{22.5}\text{Ga}_{77.5}\text{As}$  dans la structure. Ce puits quantique est placé à côté du milieu à gain. Il est entouré par deux barrières de composition  $\text{Al}_{22.5}\text{Ga}_{77.5}\text{As}$ .

Pendant ma thèse j'ai utilisé principalement la plaque Gas302 réalisée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM). Cette épitaxie a été faite au LPN par Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin. Cette plaque a été conçue de telle sorte que les puits quantiques du milieu à gain coïncident avec les maxima de la distribution longitudinale du champ laser. Alors que le puits quantique du milieu absorbant saturable se trouve à une position qui correspond au  $\frac{3}{4}$  du maximum de la distribution longitudinale du champ laser. Ceci permet d'obtenir un système qui possède un régime d'auto-pulsations et d'excitabilité pour des faibles pompes optiques.

## 2.2 Fabrication des micropiliers

Plusieurs étapes sont nécessaires pour fabriquer nos micropiliers. Je vais présenter ci-dessous d'une façon globale les différentes étapes de leur élaboration. Je reviendrai dans la partie 2.2.3 sur l'importance de la compréhension et de la maîtrise de l'étape de gravure par plasma couplée par induction (ICP) pour l'émission des structures.

### 2.2.1 Préparation du masque & lithographie électronique

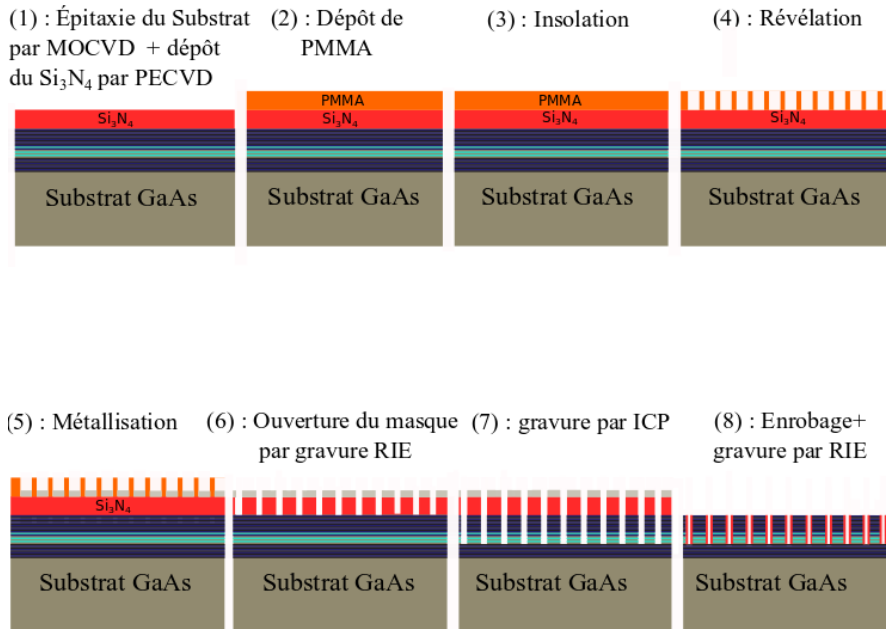


FIGURE 2.2.1 – Étapes de fabrication des micropiliers laser à AS.

Je dépose sur la plaque Gas302 en sortie d'épitaxie une couche de  $2\mu\text{m}$  d'épaisseur de SiN par PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). Cette couche jouera le rôle de masque lors de la gravure des micropiliers par ICP.

Une couche de résine de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) est déposée sur l'échantillon. Le logiciel Ledit permet de préparer un masque qui contient les formes des structures que l'on souhaite fabriquer. Ce masque est reproduit sur l'échantillon par lithographie électronique. La lithographie électronique des échantillons est réalisée en collaboration avec Rémy Braive au LPN. Cette étape consiste à envoyer un faisceau d'électrons sur la surface de la résine électrosensible qui suit les contours des motifs qui ont été dessinés. Après cette étape, l'échantillon est trempé dans une solution pour révéler le masque de PMMA. Pendant cette étape les zones insolées de la PMMA disparaissent (résine positive). Puis, une couche de quelques dizaines de nanomètres de nickel est déposée sur l'échantillon par l'équipe de métallisation du laboratoire. Ce dernier est ensuite trempé dans une solution de trichloréthylène dans un bain à ultrasons pendant une dizaine de minutes. En contact avec le trichloréthylène, dans les endroits non insolés, la résine de PMMA se détache de la couche de SiN entraînant le nickel qui se trouve au dessus de la couche de PMMA (lift-off). On obtient donc des microdisques de Nickel au dessus de la couche de nitrures en SiN. La figure 2.2.1 résume les

différentes étapes de fabrication des micropiliers.

### 2.2.2 Transfert du masque

Après la préparation du masque de nickel, celui-ci est transféré par gravure par CCP-RIE (gravure ionique réactive). La gravure du masque de SiN est réalisée par un plasma dans un bâti de CCP-RIE avec les gaz SF<sub>6</sub> et CHF<sub>3</sub>. Elle permet de graver la couche de SiN jusqu'à atteindre le semiconducteur.

La figure 2.2.2 montre une image au MEB (Microscope électronique à balayage) du masque dur après la gravure par CCP-RIE. On observe sur cette figure des microdisques de SiN avec une épaisseur de 2μm et par dessus une couche de 40nm de nickel. L'ensemble de ces deux couches constitue le « masque dur » qui protégera les structures lors des prochaines étapes de fabrication. La qualité finale des structures dépend de ce masque dur.

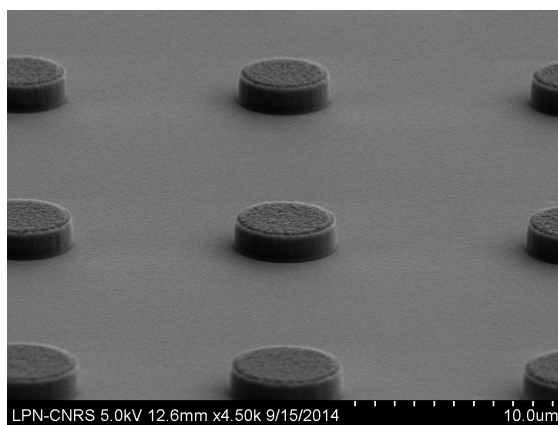


FIGURE 2.2.2 – Image au MEB d'un masque de SiN.

### 2.2.3 Gravure par plasma couplée par induction (ICP)

Après avoir préparé le masque, j'ai utilisé une gravure par ICP pour graver les échantillons. Cette étape de fabrication est critique et est décrite en détails dans le chapitre 3. L'état de surface des flancs latéraux des micropiliers en dépend. La figure 2.2.4 montre un micropilier laser à AS après la gravure par ICP. On observe les différentes couches de la structure. Une partie du miroir arrière n'a pas été gravée pour qu'elle puisse réfléchir la pompe et empêcher que l'absorption de la pompe dans le substrat ne cause un fort échauffement de l'échantillon. Pour cela, on utilise un suivi par réflectométrie pendant la gravure qui permet de contrôler la progression de la gravure des micropiliers couche après couche (Fig.2.2.3). Le

signal mesure la réflectivité du laser sur la couche gravée et montre la progression de la gravure.

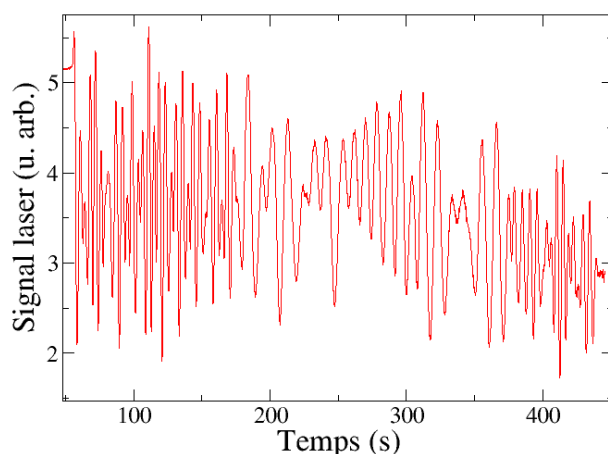


FIGURE 2.2.3 – Signal du suivi laser pendant une gravure des micropiliers par ICP.

Ce qu'on peut noter sur la figure 2.2.4 est l'excellente anisotropie du micropilier, c'est-à-dire sa verticalité. Cette technique de gravure a été développée au laboratoire au cours des dernières années [Bouchoule 08, Lecamp 07, Gérard 96]. Pendant la gravure, une couche très mince d'oxyde de Silicium  $\text{SiO}_x$  est formée sur les flancs. Cette couche permet la protection de la partie du pilier déjà gravée et participe donc à une bonne verticalité des piliers.

La compréhension de cette étape de fabrication est importante pour avoir une bonne émission des structures. Dans le chapitre 3 je présente l'étude que j'ai menée pour comprendre l'influence de la gravure par ICP sur la fluorescence des micropiliers.

## 2.2.4 Enrobage des structures

Les premiers micropiliers que nous avons fabriqués n'étaient pas enrobés avec SiN et avaient une durée de vie assez courte. En effet, les défauts de surface sur les puits quantiques sont activés en régime laser et absorbent la lumière émise. Cela entraîne une élévation locale de la température qui les rend encore plus absorbants conduisant au phénomène de "catastrophical optical damage" (COD) [Horie 99, Moser 92, Ueda 88] et à la détérioration de la structure du laser. De plus, le contact des couches à l'air libre permet leur oxydation ce qui modifie leurs propriétés optiques.

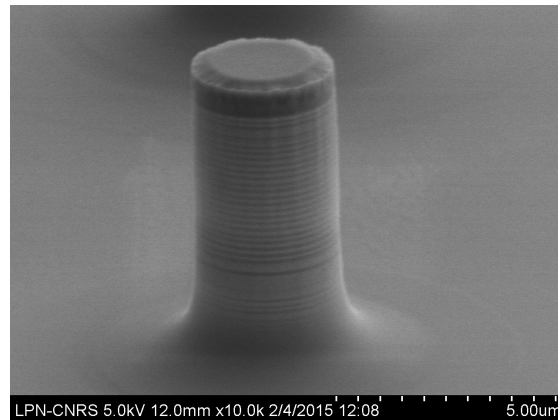


FIGURE 2.2.4 – Images MEB d’un micropilier à AS de  $3\mu\text{m}$  de diamètre après gravure par ICP.

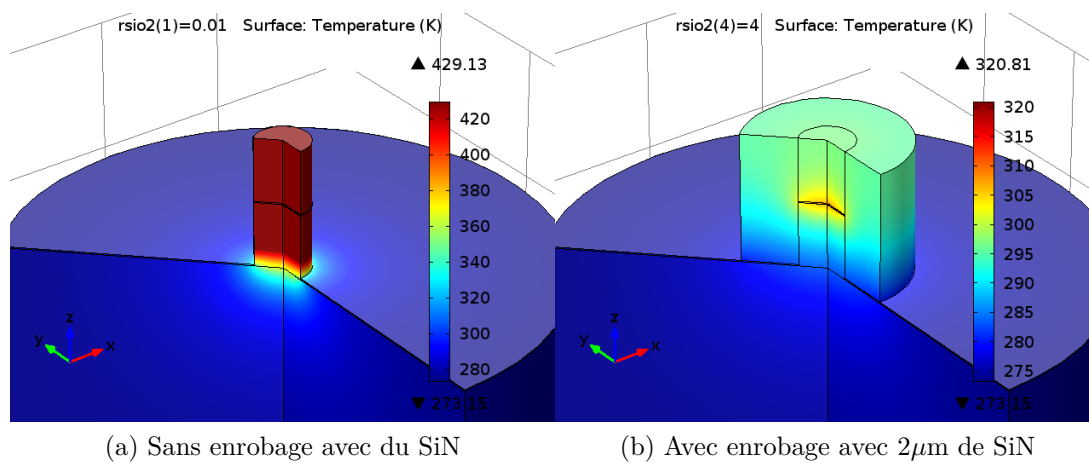


FIGURE 2.2.5 – Résultats des simulations avec COMSOL du transfert thermique d’un micropilier avec et sans couche d’enrobage avec du SiN.

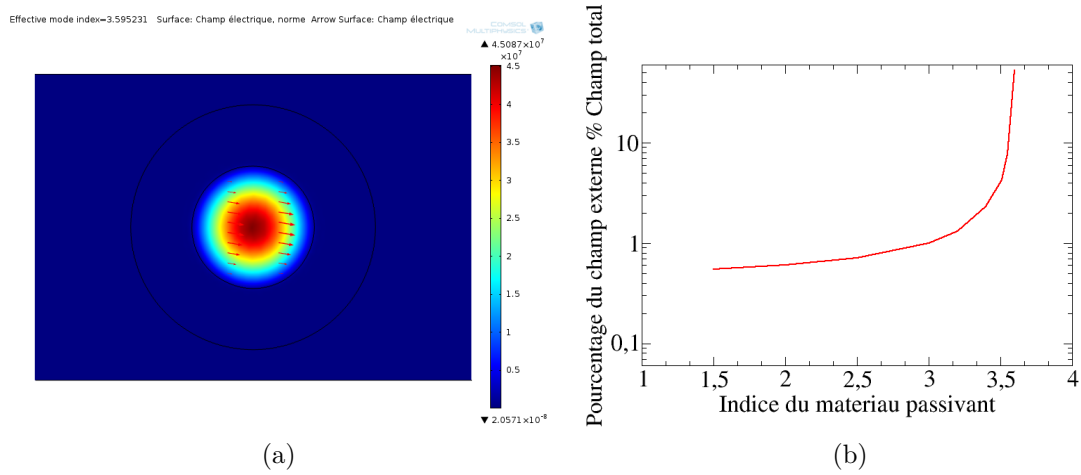


FIGURE 2.2.6 – Simulation avec COMSOL des modes du champ électrique dans une cavité enrobée. (a) : une cavité enrobée avec  $2\mu\text{m}$  de SiN. (b) : pourcentage du champ externe par rapport au champ total de la cavité en fonction de l'indice du matériau utilisé pour l'enrobage.

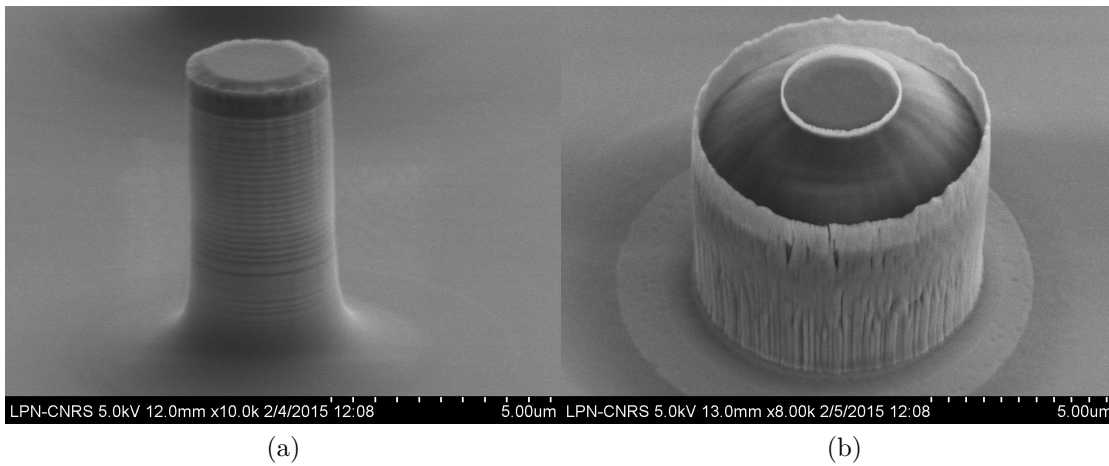


FIGURE 2.2.7 – Images au MEB d'un micropilier laser à AS. (a) : avant enrobage. (b) : après enrobage avec du SiN puis une gravure par RIE.



Pour pallier ces problèmes, il faut enrober les piliers avec un matériau qui permet à la fois de protéger les couches, d'évacuer la chaleur générée lors du pompage mais aussi de passiver les liaisons cristallines pendantes résultant de la gravure. Ce matériau doit aussi avoir un indice plus faible que 3.6, qui est l'indice moyen du GaAs, pour ne pas modifier le confinement optique latéral de la lumière dans les cavités. Nous avons donc étudié avec COMSOL l'effet d'un enrobage des structures avec plusieurs types de matériaux.

Pour bien choisir le meilleur matériau pour l'enrobage des micropiliers, deux paramètres sont cruciaux : l'indice du matériau et la capacité d'évacuation thermique. La figure 2.2.5 montre les résultats des simulations numériques avec COMSOL du transfert thermique dans un micropilier de  $4\mu\text{m}$  de diamètre. On remarque que si on ne met pas de SiN autour des micropiliers, la chaleur générée au niveau du milieu actif lors du pompage optique reste concentrée dans cette zone et n'est pas évacuée rapidement. En revanche en déposant du SiN autour on remarque que la chaleur est évacuée vers la couche du SiN et donc le micropilier est moins soumis à cette élévation de température. Cette technique permet donc une meilleure évacuation thermique et permet de limiter le COD.

Nous avons également utilisé COMSOL pour étudier la modification du confinement optique du champ électrique dans une cavité en utilisant différents matériaux. La figure 2.2.6b montre l'efficacité de ce confinement du champ électrique dans une cavité. On remarque directement qu'avec du SiN, qui possède un indice de 2.18, le confinement optique est peu modifié par rapport à un pilier non enrobé.

La figure 2.2.6a montre le champ électrique dans un cylindre infini enrobé avec  $2\mu\text{m}$  de SiN. On observe que le champ électrique reste confiné dans ce cylindre.

La technique d'enrobage consiste à déposer d'une façon uniforme du SiN sur l'échantillon en utilisant une machine PECVD. La vitesse de dépôt du SiN est de  $33\text{nm}/\text{min}$ . Un dépôt de  $2\mu\text{m}$  d'épaisseur nécessite donc environ 1h et autant pour le cycle de nettoyage de la machine. On pourrait déposer une épaisseur plus importante de SiN mais nous nous sommes limités à un enrobage de  $2\mu\text{m}$  qui a déjà donné de bons résultats sans monopoliser la ressource de dépôt. Il faut ensuite enlever le SiN déposé au dessus des structures par une gravure anisotrope (on utilise la RIE) pour dégager la surface des micropiliers. Finalement, on obtient un micropilier dont les flancs sont enrobés avec  $2\mu\text{m}$  de SiN et mis à nu sur le dessus. Cette technique a permis d'améliorer la tenue dans le temps des micropiliers et d'améliorer sensiblement le rendement de fabrication. Il est devenu possible de pomper la structure pendant plusieurs mois sans l'endommager, dans le meilleur des cas. La figure 2.2.7 montre un micropilier avant et après enrobage quand toutes les étapes de fabrication se sont bien passées.

En conclusion, la technique d'enrobage permet de protéger nos structures en améliorant l'évacuation thermique et en conservant un excellent confinement op-

tique du champ dans la cavité. Le choix du matériau d'enrobage a été étudié avec COMSOL. L'épaisseur du SiN choisie tient compte également de la faible vitesse de dépôt du SiN en salle blanche qui est de l'ordre de 33nm/min.

## 2.3 Contrôle du couplage

J'ai étudié le couplage entre deux micropiliers en utilisant COMSOL. La méthode présentée ici peut être aisément étendue à N micropiliers couplés. Pour expliquer la structure modale de chaque micropilier, on considère un micropilier comme un guide circulaire infini replié et entouré par l'air ou par le SiN comme dans notre cas [Gérard 96, Vasconcellos 11]. L'indice du SiN est égale à 2.18. Comme pour un guide d'onde, le micropilier contient donc des modes guidés avec des distributions transversales différentes du champ électromagnétique et une constante de propagation ou un indice effectif  $n_{\text{eff}}$  pour chaque mode [Gérard 96]. Les indices des modes guidés sont tel que :

$$1.5 \leq n_{\text{eff}} \leq 3.6$$

De la même manière on considère les micropiliers couplés comme deux guides d'onde couplés par recouvrement. L'étude avec COMSOL permet de tracer les modes du champ électromagnétique dans les guides infinis et donne les indices effectifs  $n$  des modes correspondants. Pour chaque mode on obtient deux polarisations différentes et donc deux indices légèrement différents. Cette petite différence en indice n'est pas mesurable expérimentalement avec nos instruments et n'est pas significative non plus car le mode laser a une largeur bien plus grande. Donc, on considère la moyenne de ces deux indices. La figure 2.3.1 montre les deux premiers modes dans deux guides circulaires infinis couplés. Plusieurs modes guidés peuvent coexister dans les deux guides couplés mais on ne va s'intéresser qu'au mode fondamental. La figure 2.3.1a montre le mode fondamental symétrique dans les deux cavités couplées. On observe deux maximas au centre de chaque cavité sans passage par zéro du champ électrique. La figure 2.3.1b montre le premier mode anti-symétrique. On observe un maximum au centre d'une cavité et un minimum au centre de l'autre cavité avec un passage par zéro du champ électrique ce qui correspond à un déphasage de  $\pi$  du champ entre les cavités.

En utilisant COMSOL, on trouve :

$$\begin{aligned} n_S &= 3.595909 \\ n_{AS} &= 3.595081 \end{aligned}$$

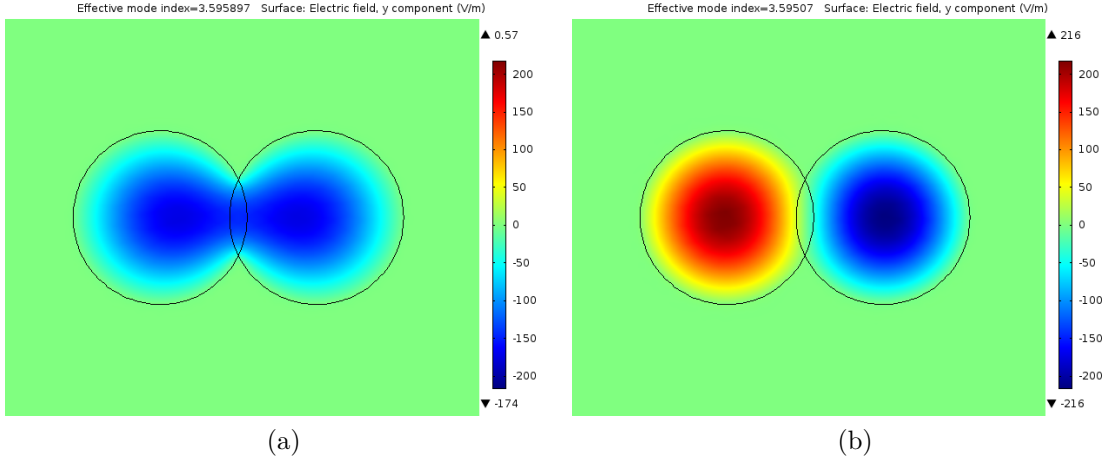


FIGURE 2.3.1 – Simulations avec COMSOL des modes du champ électrique dans deux guides circulaires de diamètres  $4\mu\text{m}$  couplés et infinis. (a) : Mode symétrique. (b) : Mode anti-symétrique.

Les champs électriques dans deux cavités couplées s'écrivent dans la théorie des modes couplés et comme dans [Yacomotti 13] :

$$\begin{aligned}\dot{E}_d &= i\omega_d E_d - \frac{\gamma_d}{2} E_d - i\kappa E_g \\ \dot{E}_g &= i\omega_g E_g - \frac{\gamma_g}{2} E_g - i\kappa E_d\end{aligned}$$

Où  $E_{d,g}$  représentent respectivement le champs électrique dans la cavité de droite et celui dans la cavité de gauche.  $\omega_{d,g}$  représentent respectivement la pulsation du mode correspondant.  $\gamma_{d,g}$  représentent les coefficients de perte intrinsèques aux cavités.  $\kappa$  est le coefficient de couplage mutuel entre les deux cavités.

Ces deux équations peuvent s'écrire sous forme matricielle comme suit :

$$\begin{pmatrix} \dot{E}_d \\ \dot{E}_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\omega_d - \frac{\gamma_d}{2} & -i\kappa \\ -i\kappa & i\omega_g - \frac{\gamma_g}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_d \\ E_g \end{pmatrix}$$

La détermination des valeurs propres de la matrice permet d'obtenir les fréquences propres des cavités couplées. On trouve dans le cas général :

$$\begin{aligned}\lambda_+ &= \frac{1}{4} \left[ -\gamma_d - \gamma_g + 2i(\omega_d + \omega_g) - \sqrt{(\gamma_d - \gamma_g - 4\kappa - 2i(\omega_d - \omega_g))(\gamma_d - \gamma_g + 4\kappa - 2i(\omega_d - \omega_g))} \right] \\ \lambda_- &= \frac{1}{4} \left[ -\gamma_d - \gamma_g + 2i(\omega_d + \omega_g) + \sqrt{(\gamma_d - \gamma_g - 4\kappa - 2i(\omega_d - \omega_g))(\gamma_d - \gamma_g + 4\kappa - 2i(\omega_d - \omega_g))} \right]\end{aligned}$$

Dans le cas où les deux structures possèdent la même pulsation ainsi que le même taux de déclin dans la cavité tel que :

$$\begin{aligned}\omega_d &= \omega_g = \omega_0 \\ \gamma_d &= \gamma_g = \gamma_0\end{aligned}$$

Les deux valeurs propres  $\lambda_+$  et  $\lambda_-$  deviennent :

$$\begin{aligned}\lambda_+ &= -\frac{\gamma_0}{2} + i(\omega_0 - \kappa) \\ \lambda_- &= -\frac{\gamma_0}{2} + i(\omega_0 + \kappa)\end{aligned}$$

Où  $\lambda_+$  et  $\lambda_-$  correspondent respectivement aux vecteurs propres (1,1) et (1,-1) autrement dit respectivement au mode symétrique et au mode anti-symétrique.

On pose :

$$\begin{aligned}\omega_S &= (\omega_0 - \kappa) \\ \omega_{AS} &= (\omega_0 + \kappa)\end{aligned}$$

$\omega_S$  correspond à la pulsation propre du mode symétrique et  $\omega_{AS}$  correspond à la pulsation propre du mode anti-symétrique.

La force du couplage entre les deux micropiliers est proportionnelle à la différence entre les fréquences du mode symétrique et du mode anti-symétrique tel que :

$$2\kappa = \omega_S - \omega_{AS}.$$

La quantité  $\omega_S - \omega_{AS}$  peut être déduite connaissant les indices des modes effectifs des modes symétrique et anti-symétrique.

Or la condition de résonance dans la cavité s'écrit :

$$\begin{aligned}2kL_{\text{tot}} &= 2\pi \\ k &= \frac{n\omega_0}{c}\end{aligned}$$

où,  $L_{\text{tot}}$  est la longueur effective de la cavité. Elle correspond à la longueur physique de la cavité, notée  $L_0$ , plus la longueur de pénétration dans les miroirs de Bragg qui est égale approximativement à  $\frac{\lambda}{2n}$  de chaque côté du miroir [Elsass 10, Babic 92]. La constante  $c$  représente la vitesse de la lumière.

D'où, la pulsation de résonance  $\omega_0$  s'écrit :

$$\omega_0 = \frac{\pi c}{n_{\text{eff}} L_{\text{tot}}}$$

Par la suite on obtient,

$$\begin{aligned} \omega_{0,S} &= \frac{\pi c}{n_S L_{\text{tot}}} \\ \omega_{0,AS} &= \frac{\pi c}{n_{AS} L_{\text{tot}}} \end{aligned}$$

L'expression du couplage devient alors :

$$2\kappa = \frac{\pi c}{L_{\text{tot}}} \left( \frac{1}{n_S} - \frac{1}{n_{AS}} \right)$$

$L_{\text{tot}}$  peut s'écrire comme dans [Elsass 10] :

$$\begin{aligned} L_{\text{tot}} &= L_0 + 2 \left( \frac{\lambda_{\text{res}}}{2\bar{n}} \right) \\ L_0 &= 4 \frac{\lambda_{\text{res}}}{2\bar{n}} \end{aligned}$$

Or,  $L_0$  représente la longueur physique de notre cavité,  $\lambda_{\text{res}} = 980\text{nm}$  la longueur d'onde de résonance de cavité visée,  $\bar{n}$  représente l'indice moyen du semi-conducteur dans le milieu actif dans la cavité ( $\bar{n} = 3.52$ ).

$L_0 = 4 \frac{\lambda_{\text{res}}}{2\bar{n}}$  représente la longueur optique de notre cavité. Dans notre cavité on a 3 maxima du champ et deux maxima aux bords. Sachant que la distance entre deux nœuds du champs est égale à  $\frac{\lambda_{\text{res}}}{2\bar{n}}$  alors on obtient une longueur optique de cavité égale à  $4 \frac{\lambda_{\text{res}}}{2\bar{n}}$ .

Donc  $L_{\text{tot}}$  devient,

$$L_{\text{tot}} = 2 \frac{\lambda_{\text{res}}}{\bar{n}} + \frac{\lambda_{\text{res}}}{\bar{n}}$$

D'où,

$$L_{\text{tot}} = 3 \frac{\lambda_{\text{res}}}{\bar{n}}$$

Au finale, on obtient :

$$2\kappa = \frac{\bar{n}\pi c}{3\lambda_{\text{res}}} \left( \frac{1}{n_S} - \frac{1}{n_{\text{AS}}} \right)$$

Si

$$\Delta n = n_{\text{AS}} - n_S$$

alors l'expression du coefficient de couplage devient donc,

$$2\kappa = \frac{\bar{n}\pi c}{3\lambda_{\text{res}}} \left( \frac{\Delta n}{n_S n_{\text{AS}}} \right)$$

Par exemple pour le cas présenté sur la figure 2.3.1, on obtient :

$$2|\kappa| = 6.97 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

L'écart en fréquence entre le mode symétrique et le mode anti-symétrique nous renseigne sur la force du couplage. Cet écart s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta\omega &= 2\kappa \\ \omega &= \frac{2\pi c}{\lambda} \end{aligned}$$

Plus cet écart est grand, plus la couplage est fort. La largeur du mode dans chaque cavité est donné par  $\gamma_0$ .

Il faut donc comparer  $2|\kappa|$  à  $\gamma_0$  pour voir si on a un couplage fort ou un couplage faible.

Or,

$$\gamma_0^{-1} = \frac{\bar{n}L_{\text{tot}}}{cT}$$

où T représente le coefficient de transmission total des miroirs .

$$T = 5 \times 10^{-3}$$

On trouve,

$$\gamma_0^{-1} = 3.26 \text{ps}$$

Donc,

$$\gamma_0 = 30,6 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

D'où, on trouve pour le cas présenté sur la figure 2.3.1

$$\frac{2|\kappa|}{\gamma_0} = 0.22$$

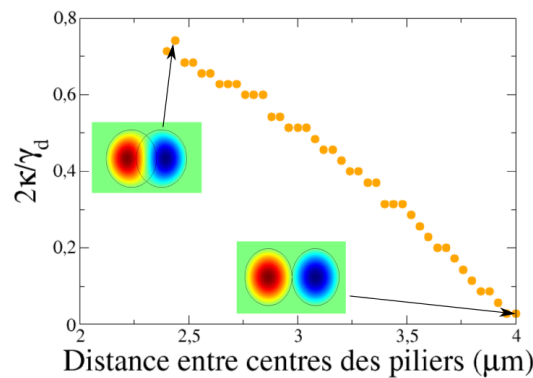


FIGURE 2.3.2 – Couplage entre deux micropiliers de  $4\mu\text{m}$  couplés normalisé par l'inverse du temps de vie des photons dans la cavité.

$\kappa/\gamma_0 = \tau_0/\tau_\kappa$  représente le rapport du temps de vie du photon sur le temps de couplage. Si  $\tau_0/\tau_\kappa \ll 1$ , le temps de vie des photons dans la cavité est court devant le temps de couplage, on est en couplage faible. Les photons s'échappent de la cavité avant d'être couplés à la cavité voisine. Dans le cas contraire, les photons peuvent s'échanger entre les 2 cavités plusieurs fois avant de sortir du système. C'est le couplage fort.

J'ai étudié plusieurs valeurs de couplages entre deux cavités en changeant la distance entre les centres des cavités. La figure 2.3.2 montre le rapport  $2|\kappa|/\gamma_0$  pour les différentes distances entre les centres des deux cavités. Cette courbe indique que si la distance entre micropiliers est très supérieure à  $3.6\mu\text{m}$  alors il s'agit d'un couplage faible. Sinon, il s'agit d'un couplage fort.

## 2.4 Conclusion

Après avoir décrit la structure d'un micropilier laser à AS, j'ai présenté les principales étapes de sa fabrication. Notamment la préparation du masque pour

la gravure en utilisant la lithographie électronique et la gravure par CCP-RIE. J'ai évoqué l'importance de la maîtrise de l'étape de gravure par ICP, point qui sera traité plus en détail dans le chapitre 3. J'ai présenté la technique d'enrobage des micropiliers avec une couche de  $2\mu\text{m}$  de SiN autour des surfaces latérales. Cette technique d'enrobage a permis d'améliorer la tenue des structures dans le temps quand elles sont soumises au pompage optique tout en conservant un bon confinement optique. Enfin, j'ai utilisé le programme COMSOL et la théorie des modes couplés pour étudier la force de couplage entre deux micropiliers laser couplés. COMSOL permet de calculer la structure des modes ainsi que les indices effectifs pour un système composé de deux cavités circulaires infinies et couplées. La théorie des modes couplés qui décrit les champs électriques dans deux cavités couplées permet de déterminer les fréquences propres des modes symétriques et anti-symétriques. Au finale on obtient la valeur de la constante de couplage  $2|\kappa|$ . Enfin, le calcul du rapport entre le coefficient de couplage et l'inverse de la durée de vie des photons dans la cavité  $\frac{2|\kappa|}{\gamma_0}$  nous indique précisément de quel régime de couplage il s'agit. Si ce rapport est négligeable devant 1, alors il s'agit d'un couplage faible. Et si ce rapport est très grand devant 1, alors il s'agit d'un régime de couplage fort. La connaissance du régime du couplage est primordiale pour des expériences de propagation d'ondes excitables ou pour des traitements tout-optique de l'information avec des micropiliers couplés. Je reviendrais dans le chapitre 6 pour montrer des premiers résultats de propagation d'ondes excitables et l'influence du couplage sur la propagation.





# Chapitre 3

## Étude de la gravure par ICP des micropiliers

### 3.1 Introduction

Nous avons remarqué pendant les études optiques que les structures de faibles diamètres 3, 3.5 et 4 $\mu\text{m}$  ainsi que les chaînes de micropiliers les moins couplés lasent rarement. L'existence des défauts sur la surface des piliers engendre des pertes par recombinaisons non-radiatives et donc empêche les structures de laser ou augmente le niveau pompage optique pour atteindre le seuil laser. La figure 3.1.1 montre l'image de la fluorescence de 3 chaînes de 20 micropiliers couplés de divers diamètres : (a) : 3 $\mu\text{m}$ , (b) : 3.5 $\mu\text{m}$  et (c) : 4 $\mu\text{m}$ . Dans chaque cas, on observe une partie centrale brillante avec un certain niveau de fluorescence, entourée par une zone sombre. La zone de fluorescence la plus grande au niveau du milieu actif est observée avec les piliers de diamètres 4 $\mu\text{m}$ . Ces piliers montrent une zone de fluorescence d'environ 2 $\mu\text{m}$  de largeur, alors que les piliers de 3.5 $\mu\text{m}$  ne fluorescent que sur une largeur de 1.5 $\mu\text{m}$ . Enfin, pour les piliers de 3 $\mu\text{m}$  il n'y a quasiment pas de fluorescence. Donc seuls les piliers de diamètre supérieurs à 3.5 $\mu\text{m}$  peuvent laser alors qu'ils proviennent du même échantillon et de la même gravure par ICP. Ceci s'explique par le fait que pendant la gravure par ICP, des défauts sont induits sur la surface du micropilier au niveau du milieu actif. Ces défauts vont devenir des centres de recombinaisons non-radiatives quand la structure est soumise au pompage optique. Ce mécanisme peut être décrit par une équation de diffusion des porteurs qui tient compte de la recombinaison de surface. Un modèle d'évolution de la densité des porteurs a été proposé dans [Tai 88] et s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = A - \frac{n}{\tau_{nr}} + D\nabla^2 n$$

où  $n(r, t)$  est la densité des porteurs,  $A$  représente le taux de génération des porteurs par le pompage,  $\frac{n}{\tau_{nr}}$  le taux de recombinaisons non radiatives et  $D\nabla^2 n$  est un terme de diffusion des porteurs dans le matériau et  $D$  est le coefficient de diffusion transversale et  $S$  est la vitesse de recombinaison à la surface.

La condition aux bords s'écrit :

$$D \frac{\partial n}{\partial r} + Sn = 0$$

Ces deux équations ont permis de démontrer que le taux effectif de recombinaison non-radiative  $\Gamma$ , quand le rayon  $R$  du micropilier est tel que  $R < D/S$ , est en  $1/R$  et s'écrit sous la forme :

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{2S}{R}$$

Maintenant, si on prend le modèle de Yamada avec un terme de recombinaison à la surface :

$$\begin{aligned} \dot{G} &= \gamma \left( A - G \left( 1 + \frac{2S}{\gamma R} + I \right) \right) \\ \dot{Q} &= \gamma (B - Q - aQI) \\ \dot{I} &= (G - Q - 1)I \end{aligned} \tag{3.1.1}$$

Dans la limite stationnaire ( $\dot{G} = 0, \dot{Q} = 0, \dot{I} = 0$ ) on obtient :

$$A_s = (1 + B) \left( 1 + \frac{2S}{\gamma R} \right)$$

Où  $A_s$  représente le seuil laser.

On trouve que  $A_s$  est une fonction affine de la variable  $1/R$ . Quand  $R$  diminue,  $A_s$  augmente. Ceci explique pourquoi les micropiliers de faibles diamètres possèdent une fluorescence faible et par conséquent le pompage au seuil laser est plus grand. Une étude expérimentale de la dépendance du seuil de micropiliers laser en fonction du diamètre est présentée dans la section 3.4 (Fig.3.4.5) et confirme cette dépendance en  $1/R$ .

Il fallait donc trouver une technique pour réduire les recombinaisons non radiatives au niveau de la surface et par conséquent améliorer la fluorescence des micropiliers de faibles diamètres ainsi que celle des chaînes de micropiliers de faibles diamètres couplés. Dans la sous-section suivante je présente les différents tests de passivation chimique et la technique de gravure par ICP mise au point pour améliorer l'émissions des cavités.

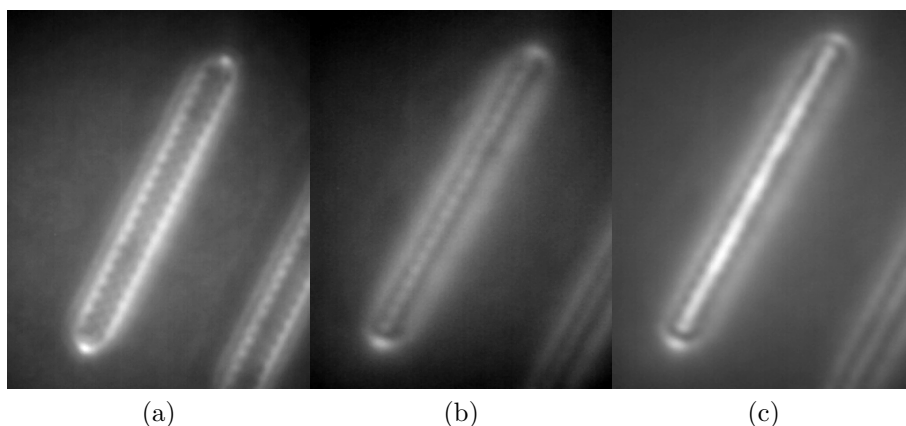


FIGURE 3.1.1 – Images d’une chaîne de micropiliers couplés à l’aide d’une caméra. (a) : 20 micropiliers de  $3\mu\text{m}$  de diamètre. (b) : 20 micropiliers de  $3.5\mu\text{m}$  de diamètre. (c) : 20 micropiliers de  $4\mu\text{m}$  de diamètre.

## 3.2 Tests de passivation chimique

Nous avons essayé des techniques de passivation chimique avec du Sulfure d’Ammonium ( $\text{NH}_4)_2\text{S}$ . Il a été démontré [Tai 88, Bazin 13] que cette solution permet de traiter légèrement la surface d’un semiconducteur en la couvrant et en passivant les défauts. Par exemple pour le Phosphore d’Indium (InP) la vitesse d’attaque est de  $20\text{nm/h}$  à  $45^\circ\text{C}$  [Tai 88, Bazin 13]. J’ai essayé donc d’utiliser cette solution chimique pour passiver la surface du milieu actif (puits quantiques et barrières). Pour avoir une passivation efficace il faut tout d’abord enlever la couche de  $\text{SiO}_x$  qui se forme sur les flancs pendant la gravure ICP. Nous utilisons pour cela une solution diluée (1 :1000) d’acide de fluorure d’ammonium ( $\text{NH}_4\text{F}$ ). Cependant, il faut bien ajuster le temps de trempage car les couches en AlAs des miroirs sont attaquées par cet acide. La figure 3.2.1 montre 3 images au MEB d’une partie d’une chaîne de micropiliers couplés. La figure 3.2.1a montre la structure avant les tests chimiques. La figure 3.2.1b montre la même structure après son trempage pendant 50s dans du  $\text{NH}_4\text{F}$  dilué (1 :1000). On remarque que les couches d’AlAs (en gris foncé) ont été attaquées par l’acide. On observe que dans certains endroits deux couches d’AlGaAs se touchent ce qui prouve que la couche d’AlAs qui existait entre les deux au départ a été entièrement attaquée par l’acide. Alors, nous avons choisi de laisser l’échantillon seulement 10s dans la solution acide pour éviter que les couches d’AlAs soient complètement attaquées. Ensuite, nous l’avons trempée dans une solution  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  pour la passivation.

Malheureusement, cette technique de passivation n’a pas amélioré l’émission des structures. Il est probable que la solution  $\text{NH}_4\text{F}$  même diluée (1 :1000) at-

taque d'autant plus rapidement les couches qu'elles sont riches en Aluminium. La passivation ne peut donc apporter aucune amélioration.

Nous avons ensuite dilué encore plus la solution le  $\text{NH}_4\text{F}$  (1 :5000). Nous avons plongé l'échantillon pendant 20s dans cette solution et ensuite nous l'avons plongée dans la solution  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  pendant 47min. Cette technique n'a pas amélioré la fluorescence des cavités non plus.

Nous avons donc décidé de trouver un autre moyen qui permette de maîtriser la réduction les défauts surfaciques. Une solution consiste à contrôler la vitesse de gravure par ICP et de trouver une recette de gravure qui induise le moins de défauts sur les flancs des micropiliers. Dans la section suivante, je présente une étude détaillée de l'influence du plasma ainsi que de la vitesse de gravure sur l'émission des cavités.

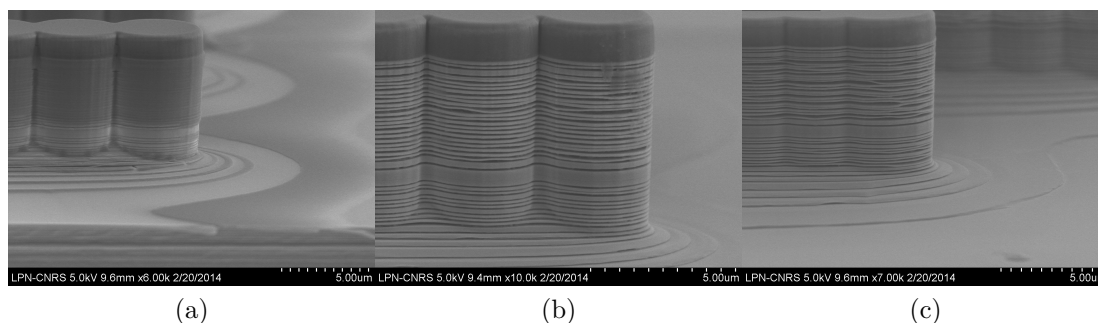


FIGURE 3.2.1 – Images MEB d'une chaîne de micropiliers lasers à AS après gravure ICP. (a) : avant les tests de passivation. (b) : après 50s dans le AF dilué. (c) : après 50s dans le  $\text{NH}_4\text{F}$  dilué + 10s dans une solution  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ .

### 3.3 Gravure douce par ICP

L'étape la plus critique dans la fabrication des micropiliers est la gravure par ICP. Selon que l'on grave avec une vitesse lente ou rapide on engendre peu ou beaucoup de défauts surfaciques au niveau des puits quantiques et des barrières du milieu actif. Les défauts créés vont devenir des centres de recombinaison non radiatives et non seulement ne contribueront pas au gain dans le milieu actif mais augmenterons le niveau du seuil. Il est donc important d'étudier l'influence de la gravure par ICP sur l'état de surface des puits quantiques et des barrières dans le milieu actif. Avant de passer à l'étude de la gravure par ICP je vais présenter cette technique de gravure par ICP.

### 3.3.1 Gravure par ICP

Le principe de la gravure par ICP est le suivant : des gaz sont injectés dans un enceinte, et une pompe en assure le maintien à une pression constante. L'échantillon est placé à l'intérieur de l'enceinte sur un porte-échantillon. Une antenne reliée à une alimentation radio fréquence (RF) génère un rayonnement électromagnétique qui exerce des forces sur les particules chargées qui acquièrent de l'énergie cinétique et rentrent en collision avec les molécules des gaz injectés. Ce qui entraîne un processus d'ionisation et de dissociation. On obtient alors un plasma qui contient des ions positifs, des ions négatifs, des électrons et encore des espèces neutres. En appliquant une tension d'accélération, on génère un champ électrique et seul les ions positifs sont accélérés vers l'échantillon. Chaque ion accéléré vers l'échantillon peut pulvériser des atomes du matériau à graver. Les neutres peuvent atteindre l'échantillon et s'adsorber à sa surface. Si c'est le cas, ils peuvent réagir chimiquement avec des atomes de l'échantillon entraînant sa désorption (détachement de la surface de l'échantillon). On a donc deux types de gravure : une gravure chimique par les neutres et une gravure physique par les ions accélérés. Seuls les neutres peuvent attaquer les flancs. Pour avoir une bonne anisotropie des flancs, il faut trouver le juste équilibre entre la gravure chimique et la gravure physique, ce qui peut être contrôlé par une couche d'oxydation qui se forme pendant la gravure.

La vitesse de gravure dépend donc des flux des gaz injectés dans l'enceinte, de la puissance RF du plasma, de la tension d'accélération et de la pression résiduelle dans le bâti.

### 3.3.2 Contrôle de la vitesse de gravure

Pour nos gravures nous utilisons les gaz HBr et O<sub>2</sub>. Ces molécules se dissocient dans le plasma et on obtient à la fois un mélange d'ions (H<sup>+</sup>, Br<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>) et des espèces neutres (HBr, O<sub>2</sub>, H, Br). Comme décrit dans le paragraphe précédant, la gravure est assurée par les ions positifs mais aussi par les neutres. L'introduction du O<sub>2</sub> permet de former des composés SiO<sub>x</sub> autour du micropilier pour protéger les zones déjà gravées.

La recette de gravure initialement utilisée (recette A) est caractérisée par : flux de HBr (20sccm), O<sub>2</sub> (0.3sccm) avec un ratio entre HBr et O<sub>2</sub> de (66 :1), puissance du plasma RF (P<sub>RF</sub>) : 1000W, tension d'accélération (V<sub>a</sub>) : -200V, pression dans l'enceinte (P<sub>E</sub>) : 10mTorr [Dousse 09, Reitzenstein 10]. Grâce à Stéphane Guilet du laboratoire, j'ai été formé sur la gravure par ICP et j'ai pu réaliser plusieurs opérations de gravure que je détaille par la suite.

Pour abaisser la vitesse de gravure, on diminue la P<sub>RF</sub> de 1000W à 500W et V<sub>a</sub> de -200V à -150V. La diminution de la puissance du plasma permet de diminuer la quantité d'ions dans l'enceinte, ce qui permet de graver moindre épaisseur pendant

un temps équivalent. La diminution de la tension d'accélération permet d'avoir des ions moins « agressifs » avec la surface des micropiliers. La pression dans l'enceinte  $P_E$  a été variée dans les différents tests. Les gaz injectés dans l'enceinte sont les mêmes que dans la recette A. Cette recette est appelée "recette B" dans la suite.

Plusieurs échantillons-tests ont été fabriqués avec ces deux recettes pour essayer de chercher des corrélations entre la vitesse de gravure et l'efficacité de l'émission des structures. Les tests réalisés ont permis de calibrer les vitesses de gravure en fonction de la pression dans le bâti (Fig.3.3.2). La figure 3.3.2 montre les vitesses de gravure du milieu actif et des miroirs en fonction de la pression dans le bâti. Les points noirs et rouges correspondent aux vitesses respectivement dans le milieu actif et dans les miroirs en utilisant la première recette. On remarque que la diminution de la pression permet de baisser la vitesse de gravure jusqu'à 737nm/min. Cette vitesse minimale est atteinte avec la recette B pour une pression de l'enceinte égale à 0.5mTorr. On ne peut pas abaisser la valeur de  $P_E$  au deçà puisqu'on atteint la limite de la pompe. Pour réduire encore la vitesse de gravure, il faut diluer les gaz avec de l'Hélium (He). On aura donc dans le plasma moins d'ions  $Br^+$  et  $H^+$ , remplacés par des ions  $He^+$ . Contrairement au ions  $Br^+$  et  $H^+$  qui réagissent respectivement avec le Ga et l'As pour former des molécules volatiles suite aux chocs pendant la gravure,  $He^+$  ne réagit pas avec Ga et As et donc ne les grave pas. Autrement-dit, en ayant moins de  $Br^+$  et de  $H^+$  dans le plasma, on mettra plus de temps pour graver une même épaisseur de l'échantillon. Ceci permet donc de réduire la vitesse de gravure.

Nous avons également testé une troisième recette de gravure (recette C) avec 10sccm de HBr, 0.4sccm d'  $O_2$  et 40sccm d' He,  $P_{RF} = 600W$ ,  $V_a = -70V$  (60W RF régulé en puissance),  $P_E = 0.5mTorr$ . Cette recette a été utilisée par F. Raineri du laboratoire pour graver des trous dans des cristaux photoniques d'InP tout en réduisant la rugosité de surface mais n'a jamais été testée sur des couches en AlGaAs, AlAs, InGaAs, GaAs. La figure 3.3.2 montre que la recette C permet de réduire la vitesse jusqu'à 270nm/min.

Nous avons remarqué que si l'on grave les structures avec une basse pression (1mTorr par exemple), le masque de gravure en SiN ne tient plus pendant la gravure et les couches supérieures du micropilier subissent une dégradation à cause de l'exposition prolongée au plasma (Fig.3.3.1). La figure 3.3.1 montre une image au MEB d'un pilier après une gravure lente par ICP à une pression de 1mTorr où l'on observe ce phénomène. Pour éviter ce problème, nous avons opté pour une gravure lente seulement pour le milieu actif (pression de l'enceinte du bâti  $P_1$ ) et une gravure plus rapide pour les miroirs (pression de l'enceinte du bâti  $P_2$ ). C'est-à-dire que l'on grave le miroir avant et le miroir arrière à une vitesse rapide qui correspond à une pression des gaz  $P_1$ . Le milieu actif est gravé avec à une vitesse plus lente qui correspond à une pression des gaz  $P_2$ . Dans la suite on notera cette

technique de gravure en trois vitesses comme suit : P1-P2-P1.

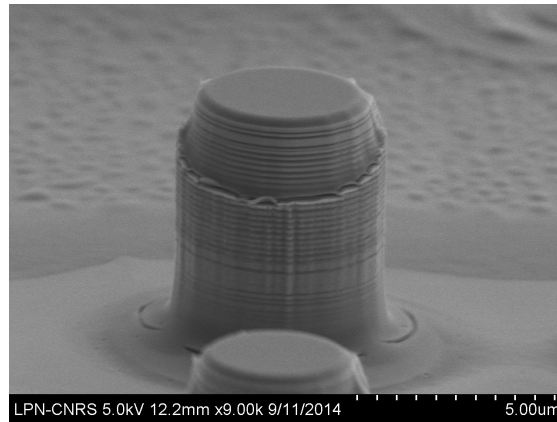


FIGURE 3.3.1 – Image au MEB d’un micropilier après une gravure lente par ICP avec la recette B,  $P_E = 1\text{mTorr}$  et  $V_{\text{gravure}} = 737\text{nm}/\text{min}$ .

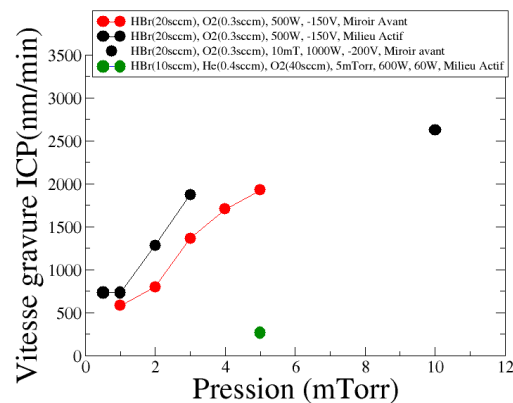


FIGURE 3.3.2 – Vitesses de gravure des micropiliers par ICP en fonction de la pression dans le bâti pour deux recettes différentes.

### 3.4 Tests optiques

Chaque échantillon contient plusieurs types de structures : des micropiliers simples et des chaînes de micropiliers couplés. Nous avons caractérisé optiquement la même chaîne de micropiliers faiblement couplés ainsi que le même pilier de  $5\mu\text{m}$  de diamètre dans tous les échantillons fabriqués.



Ces échantillons proviennent de la plaque d'épitaxie Gas654. Cette plaque a été utilisée pour tester les différentes recettes de gravures et calibrer les vitesses. Ensuite, j'ai enrobé ces structures avec SiN et j'ai mesuré leurs intensités de fluorescence sous pompage à  $\sim 800\text{nm}$ . La caractérisation optique consiste à étudier les spectres de fluorescence autour de la longueur d'onde de résonance de la cavité (980nm). Les spectres ont été enregistrés dans les mêmes conditions pour tous les échantillons : le même pompage optique a été appliqué sur tous les échantillons et les conditions de détections sont également identiques. La figure 3.4.1 montre les spectres bruts de fluorescence acquis pour une chaîne de micropiliers peu couplés. Chaque courbe représente un spectre de fluorescence

Ensuite, j'ai déterminé les maxima des spectres comprises entre 960nm et 1000nm et je les ai tracés en fonction des vitesses de gravures correspondantes (Fig.3.4.2a).

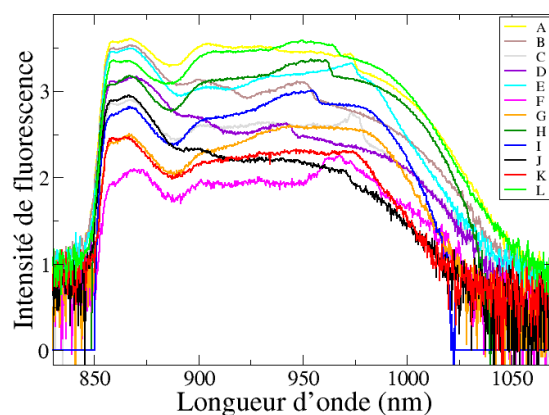


FIGURE 3.4.1 – Spectres de fluorescence en échelle logarithmique d'une chaîne de micropiliers faiblement couplés gravée par différentes recettes de gravure par ICP (spectres en échelle log). Gravure du miroir avant, milieu actif et du miroir arrière avec 3 pressions du bâti P1-P2-P1 (en mTorr). A : 1-1-1. B : 2-2-2. C : 2-2-2. D : 5-1-5. E : 1-1-1. F : 10-10-10. G : 3-2-3. H : 3-1-3. I : 5-0.5-5. J : 5-1-5. K : 4-1-4. L : 3-1-3.

La figure 3.4.2a montre les maxima des spectres des chaînes de micropiliers couplés en fonction de la vitesse de gravure du milieu actif. Cette figure montre qu'en diminuant la vitesse de gravure du milieu actif l'intensité de fluorescence des structures a tendance à augmenter. On observe que le maximum de la fluorescence des chaînes gravées avec la recette B et la pression  $P_E = 10 - 10 - 10$  mTorr est plus faible que celle obtenue avec une pression  $P_E = 2 - 2 - 2$  mTorr, elle même est inférieure à celle obtenue avec une pression de l'enceinte  $P_E = 3 - 1 - 3$  mTorr. On observe une amélioration de fluorescence par un facteur 20 en échelle linéaire

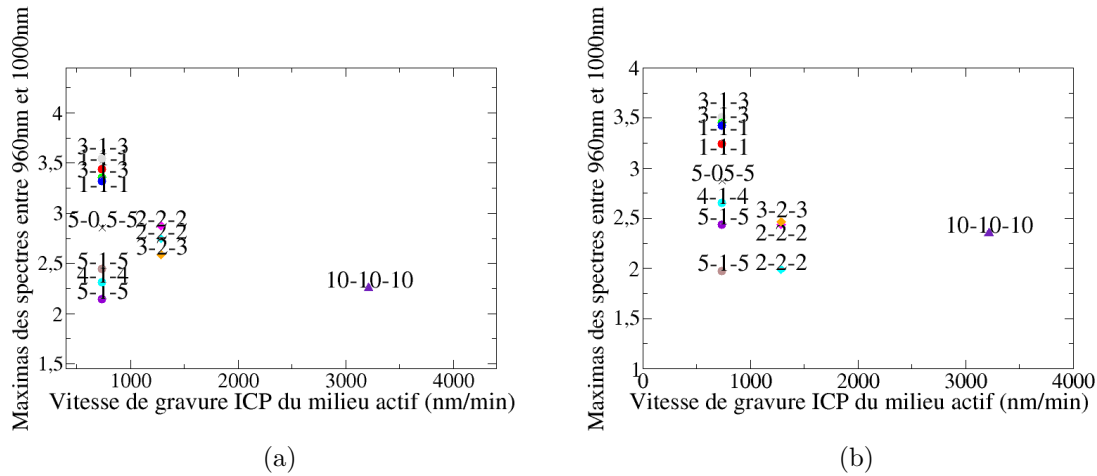


FIGURE 3.4.2 – Maximas des spectres d’émission des structures en échelle logarithmique en fonction des vitesses de gravure par ICP. (a) : Chaîne de micropiliers peu couplés. (b) : micropilier de  $5\mu\text{m}$  de diamètre. Chaque point est annoté par P1-P2-P3 les pressions du bâti lors de la gravure du miroir avant, milieu à gain et du miroir arrière.

(courbes présentées en échelle log) entre une gravure avec  $P_E = 10 - 10 - 10$  mTorr et une gravure avec  $P_E = 3 - 1 - 3$  mTorr. On observe également que le maximum de la fluorescence avec une pression  $P_E = 5 - 1 - 5$  mTorr est plus faible que celui obtenu avec une pression  $P_E = 3 - 1 - 3$  mTorr. Nous pensons que cette différence est due au fait que pendant la gravure du miroir arrière, après gravure du miroir avant et du milieu actif, ce dernier est de nouveau exposé à un plasma réactif avec une pression des gaz plus importante. Cette exposition au plasma va dégrader la qualité de surface du milieu actif et par conséquent dégrader sa fluorescence. La même tendance a été observée pour les maximas des émissions des piliers simples comme observé sur la figure 3.4.2b.

Cette première étape nous a permis d’étudier l’influence de la vitesse de gravure sur l’intensité de fluorescence des cavités en utilisant les recettes B et C. Afin de comparer ces deux recettes entre elles, j’ai fabriqué deux échantillons de la même plaque Gas302 et j’ai mesuré les intensités de fluorescence de plusieurs structures dans chaque échantillon. La figure 3.4.3 montre les spectres de fluorescence de plusieurs structures de deux échantillons gravés avec les deux recettes. En trait continu, les structures gravées avec la recette C. En pointillé, les structures gravées avec la recette B avec une pression du bâti de 3-1-3 mTorr. A partir de ces spectres, j’ai déterminé les maximas autour de la longueur d’onde de résonance des piliers et je les ai tracé en fonction des diamètres des structures.

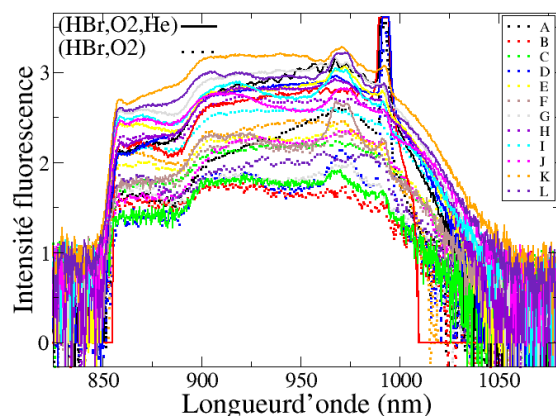


FIGURE 3.4.3 – Spectres de fluorescence en échelle logarithmique de plusieurs structures gravées avec deux recettes de gravure par ICP. En trait continu : Recette C. En pointillé : Recette B avec une pression dans l'enceinte de 3-1-3mTorr. Les structures sont : piliers simples de diamètres : A :  $5\mu\text{m}$ , B :  $4.5\mu\text{m}$ . Chaîne de 11 micropiliers couplés (diamètres, distances entre centres) en  $\mu\text{m}$  : C : (5, 9.7) , D : (5, 5.84), E : (4, 7.76), F : (4, 4.66), G : (3.5, 6.74), H : (3.5, 4.92). Chaîne de 20 piliers de diamètres : I : (4, 7.76) peu couplés, J : (4, 4.66) très couplés. Ligne de longueur  $80\mu\text{m}$  et de largeurs : K :  $5\mu\text{m}$ , L :  $4\mu\text{m}$ .

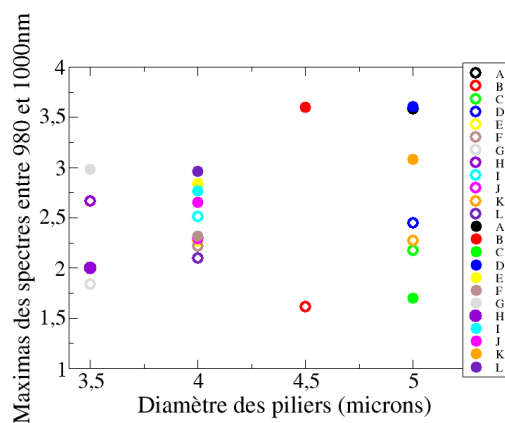


FIGURE 3.4.4 – Maximas des spectres d'émission en échelle logarithmique des structures en fonction des diamètres des micropiliers. Les cercles pleins représentent la recette C. Les cercles vides représentent la recette B avec une pression dans l'enceinte de 3-1-3mTorr. Même légende que dans la figure 3.4.3.

Dans la figure 3.4.4, les maximas des intensités de fluorescence de chaque structure sont représentés par des cercles pleins s'il s'agit de la recette C et par des cercles vides s'il s'agit de la recette B avec une pression dans le bâti de 3-1-3 mTorr. Cette figure indique que dans la plupart des cas le maximum du spectre d'une structure de l'échantillon gravé avec la recette C est plus grand que le maximum du spectre de la même structure de l'échantillon gravé avec la recette B. Ce qui suggère qu'une gravure douce avec un plasma dilué avec de l'He permet d'obtenir une émission plus importante des micropiliers. En utilisant la recette C, on a pu diminuer encore la vitesse de gravure tout en conservant la parfaite anisotropie des micropiliers. Cette diminution de vitesse a permis une gravure douce en diminuant le nombre de défauts surfaciques avec pour conséquence moins de recombinaisons non-radiatives. La fluorescence a été améliorée par un facteur allant de 1.25 à 100.

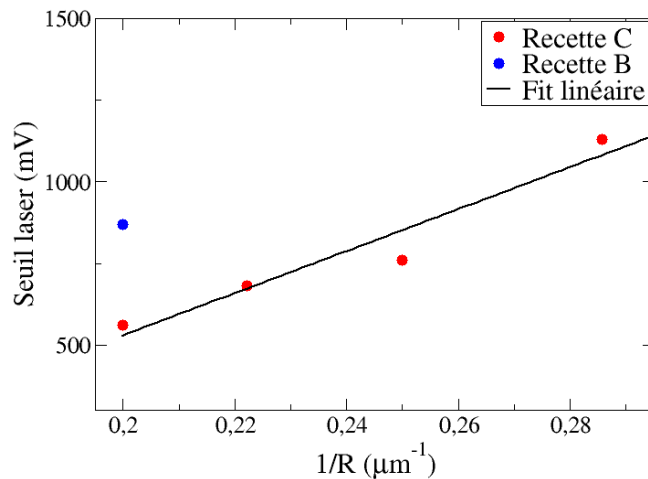


FIGURE 3.4.5 – Évolution du seuil laser des micropiliers en fonction de leurs diamètres pour deux recettes de gravure. En bleu : gravure avec la recette B. En rouge : gravure avec la recette C.

J'ai également étudié l'influence de la recette et de la vitesse de gravure par ICP sur le pompage au seuil laser des micropiliers simples. La figure 3.4.5 montre l'évolution du pompage au seuil en fonction du diamètre. On remarque qu'en utilisant la recette B, seuls les piliers de  $5\mu\text{m}$  de diamètre peuvent laser (point bleu de la Fig.3.4.5) alors que pour l'autre recette les piliers de 5, 4.5, 4 et  $3.5\mu\text{m}$  de diamètre se mettent à laser (points rouges de la Fig. 3.4.5). Prenons le cas du pilier de diamètre  $5\mu\text{m}$ . Le pompage au seuil laser de ce pilier s'il est gravé avec la recette C est plus bas que s'il est gravé avec la recette B. Ce point confirme d'avantage l'idée que la gravure avec la recette C à une vitesse de 270nm/min

crée moins de défauts surfaciques qu'avec l'autre recette. On remarque aussi que comme détaillé dans la section 3.1 de ce chapitre, l'évolution du pompage au seuil laser en fonction du diamètre du micropilier est en  $1/R$  (points rouges sur la Fig. 3.4.5).

Pour conclure cette section, l'étude de gravure par ICP a démontré globalement et qualitativement qu'en utilisant la recette B avec une pression 3-1-3 mTorr, on peut améliorer la fluorescence d'un facteur 20 par rapport au cas où l'on utilise la recette A avec une pression de 10mTorr dans l'enceinte. Ensuite, la recette de gravure par ICP avec la recette C à une vitesse de 270nm/min a donné de meilleurs résultats que la recette B à une vitesse de 770nm/min. Cette amélioration avec la recette C varie d'un facteur 1.25 et peut atteindre un facteur 100 en fonction de la structure en question.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai commencé par présenter les tests de passivation chimiques des structures avec une solution  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ . Ces tests n'ont pas amélioré la fluorescence des cavités. J'ai ensuite expliqué la nécessité de la maîtrise du plasma et du contrôle de la vitesse de gravure par ICP des structures. Pour cela, j'ai fabriqué plusieurs échantillons-tests et j'ai calibré les vitesses de gravure. Les premiers tests m'ont permis de déterminer la vitesse de gravure minimale qu'on pourrait atteindre avec un plasma avec la recette B qui contient les gaz (HBr, O<sub>2</sub>). J'ai ensuite mesuré les maxima des spectres de fluorescence des structures. Ces tests ont montré que si l'on baisse la vitesse de gravure, on peut améliorer l'intensité de fluorescence émise par les cavités d'un facteur 20. Ensuite, j'ai testé la recette C qui contient les gaz (HBr, O<sub>2</sub>, He) qui permet de graver à la vitesse plus basse de 271nm/min. Pour comparer les deux recettes, j'ai fabriqué deux échantillons avec ces deux recettes et j'ai comparé les maxima de fluorescence pour les mêmes structures de chaque échantillon. Les structures gravées avec la recette C ont donné des intensités de fluorescence plus grandes. L'amélioration de la fluorescence observée est variable et varie entre un facteur 1.25 et 100. Ces résultats prouvent que la vitesse de gravure des micropiliers est un paramètre déterminant dans la qualité finale des structures et qu'une gravure douce donne de meilleurs résultats.

## Chapitre 4

# Réponse excitable d'un micropilier laser à AS

Dans ce chapitre je vais présenter les résultats de mesures d'excitabilité réalisés dans un micropilier laser à AS. Je vais commencer par une description du montage optique expérimental qui nous a permis de faire les études optiques. Ensuite, je vais présenter les mesures expérimentales et les simulations numériques des courbes d'excitabilité d'un micropilier laser à AS. Enfin, je présenterai l'étude du délai d'émission des impulsions excitables.

### 4.1 Montage optique

L'échantillon est placé dans une enceinte conçue spécialement pour l'isoler des perturbations de l'environnement extérieur. Sa température est contrôlée et régulée à l'aide d'un élément Peltier. Un flux d'air sec est envoyé dans l'enceinte qui contient l'échantillon pour empêcher la condensation. Le pompage optique est assuré par un barreau de diodes lasers fibrées qui délivre jusqu'à 30W de puissance autour de  $\lambda = 800\text{nm}$ . En plus du pompage, des impulsions de perturbation sont générées grâce à un laser à blocage de mode Titane-Saphire (Ti :Sa) qui délivre des impulsions périodiques de 60ps de durée toutes les 12.5ns. On peut varier le taux de répétition à l'aide d'un sélecteur d'impulsions à modulateur acousto-optique. Le montage optique présenté sur la figure 5.1.3 permet de superposer le pompage optique et les impulsions de perturbation sur le micropilier laser à AS. L'émission des micropiliers est imagée sur une caméra CMOS. Des détecteurs rapides à avalanche, de temps de montée de 35ps pour les impulsions de perturbation et de 90ps pour les impulsions de réponse, sont utilisés pour mesurer les réponses temporelles. Ces signaux sont envoyés sur des amplificateurs de 18GHz de bande passante puis visualisés sur un oscilloscope rapide de bande passante de 6GHz ou

de 13GHZ selon l'expérience.

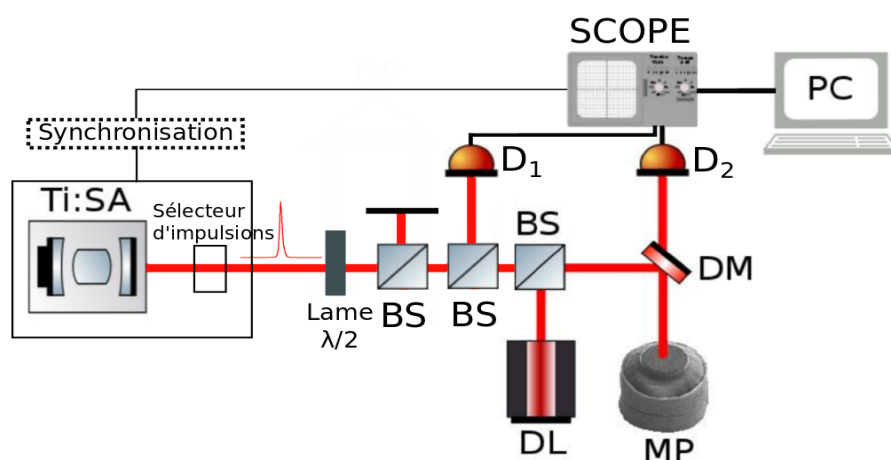


FIGURE 4.1.1 – Dispositif expérimental. Ti-Sa : laser Titane-Saphire à blocage de modes, BS : Cube séparateur, DL : diode laser, DM : lame dichroïque, MP : micropilier laser à AS, SCOPE : oscilloscope numérique,  $D_1$  : détecteur de 35ps de temps de montée,  $D_2$  : détecteur de 90ps de temps de montée.

## 4.2 Courbe d'excitabilité

Pour étudier l'excitabilité dans un micropilier laser à AS, le pompage optique est fixé en dessous du pompage au seuil laser puisque (cf. chapitre 1) le régime excitable se situe juste en dessous du régime d'auto-pulsation. Un train d'impulsions de perturbation provenant du laser Ti :Sa dont l'amplitude est contrôlée par une lame demi-onde est ensuite envoyé sur le micropilier. Une partie du faisceau de perturbation est déviée vers un détecteur pour la référence. Les traces temporelles des impulsions de perturbation ainsi que celles des réponses du micropilier sont enregistrées simultanément sur l'oscilloscope en mode séquence. 10000 séquences sont ainsi enregistrées. Les maxima des impulsions de réponse et de la perturbation correspondante sont détectés lors du traitement des données. Les maxima des impulsions de réponse sont ensuite tracés en fonction de ceux des impulsions de perturbation. On obtient alors un nuage de points sur lequel on effectue une médiane glissante afin de lisser l'effet du bruit présent dans le système (Fig.4.2.3). On obtient une courbe que j'appellerai « courbe d'excitabilité » par la suite. Si le pilier étudié est excitable alors la courbe d'excitabilité doit présenter un saut abrupt au niveau du seuil excitable. Plusieurs centaines de piliers ont été étudiés et seul un faible pourcentage (moins de 10% environ) s'avère posséder un régime

d'auto-pulsation et donc peuvent être excitables. Les micropiliers restants sont des piliers qui soit ne lasent pas du tout, soit qui ne possèdent pas de régime d'auto-pulsation. Ce faible pourcentage est dû au fait que la technique de gravure par ICP utilisée au début de ma thèse était très agressive et induisait beaucoup de défauts surfaciques sur les piliers. L'ampleur du nombre de ces défauts varie d'un pilier à une autre. Dans le chapitre 3, j'ai présenté des techniques de gravure par ICP qui ont pu améliorer notablement le nombre de micropiliers auto-pulsants ainsi que la puissance du pompage au seuil.

Les perturbations peuvent être à une longueur d'onde proche de celle de la pompe, autour de 800nm, ou autour de la longueur d'onde de résonance de la cavité qui est de l'ordre de 980nm mais qui peut varier légèrement d'un micropilier à un autre et selon les échantillons. Si les longueurs d'onde des perturbations utilisées sont autour de 800nm, alors il s'agit d'une injection non-cohérente puisque la longueur d'onde de la perturbation utilisée est différente à celle de la résonance de la cavité. Et si les perturbations utilisées sont autour de la longueur d'onde de la cavité, alors il s'agit d'une injection cohérente. Le fait de pouvoir injecter des perturbations d'une façon incohérente est un avantage des micropiliers lasers à AS. Le fait de perturber de façon incohérente est avantageux car cela ne nécessite pas d'accorder précisément la longueur d'onde de perturbation à celle de la résonance de cavité et est de ce fait plus stable vis à vis des changements de résonance de cavité (par fluctuations thermiques par exemple).

## 4.2.1 Perturbation incohérente

### 4.2.1.1 Mesures expérimentales

Pour une injection incohérente, des perturbations autour de 800nm sont utilisées. Les traces temporelles des impulsions de perturbation et de réponse sont enregistrées. La figure 4.2.1 montre deux exemples de traces temporelles contenant 10000 impulsions à une cadence de 4kHz. La figure 4.2.1.a montre les impulsions de perturbation. La figure 4.2.1.b montre les impulsions de réponse du micropilier (en noir) à ces impulsions de perturbation (en rouge). La durée d'une impulsion de réponse excitable dans un micropilier est de l'ordre de 200ps (Fig.4.2.1.c). Cette durée est à comparer aux 730ps mesurés dans le cas d'un VCSEL planaire dans [Barbay 11b]. La durée plus courte de l'impulsion excitable dans un micropilier peut s'expliquer par le fait que : d'une part, la perturbation dans un micropilier de  $4\mu\text{m}$  excite moins de modes transverses que dans le cas d'un VCSEL planaire ; d'autre part, les temps de recombinaisons non-radiatives dans un micropilier sont plus courts du fait de la présence de défauts recombinant sur les flancs des micropiliers.

En faisant un agrandissement des traces temporelles de la figure 4.2.1, on obtient



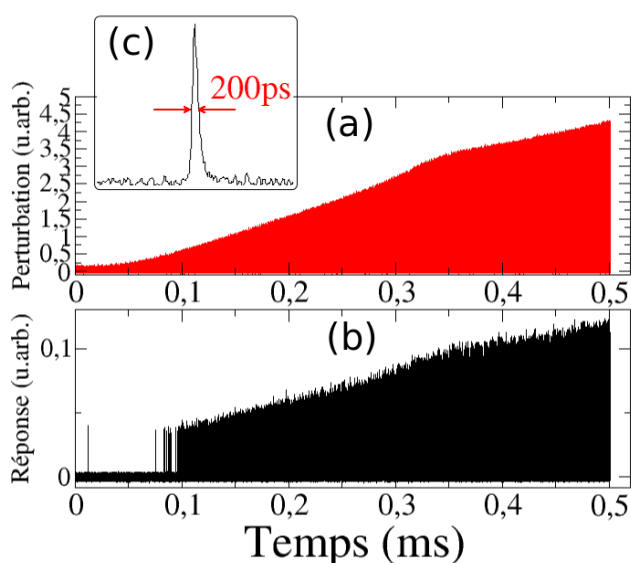


FIGURE 4.2.1 – Série temporelle de 10000 impulsions enregistrées avec un oscilloscope de 6GHz. (a) : impulsions de perturbation. (b) : impulsions de réponse. (c) : exemple de profil temporel d'une réponse excitable d'un micropilier laser à AS.

deux régions. Une première région où l'amplitude des impulsions de perturbation reste sous le seuil excitable. Dans ce cas la réponse du micropilier est nulle et le micropilier laser reste dans son état stationnaire éteint (Fig.4.2.2.a). Une deuxième région dans laquelle l'amplitude des impulsions de perturbation dépasse le seuil excitable. Dans ce cas, on a un déclenchement d'impulsions excitables avec un saut abrupt de l'amplitude de zéro à une valeur plus grande. Ce saut au niveau du seuil caractérise les systèmes excitables.

Les traces temporelles affichées sur la figure 4.2.1 correspondent à un pompage optique égale à 99% du seuil d'auto-pulsation. J'ai enregistré d'autres traces temporelles pour différents pompages optiques et j'ai tracé les courbes d'excitabilité correspondantes (Fig.4.2.4a).

La figure 4.2.4a montre les courbes d'excitabilité pour les différents pompages optiques appliqués. Les courbes présentent un seuil excitable au niveau duquel la réponse du micropilier est de type tout-ou-rien. C'est-à-dire que sous le seuil excitable l'intensité émise est nulle et au delà du seuil excitable l'intensité est non nulle et son amplitude est très grande. Ce passage d'une intensité nulle à une intensité grande se fait avec un saut abrupt. C'est une caractéristique typique d'un système excitable. On remarque aussi qu'au dessus du seuil excitable la réponse

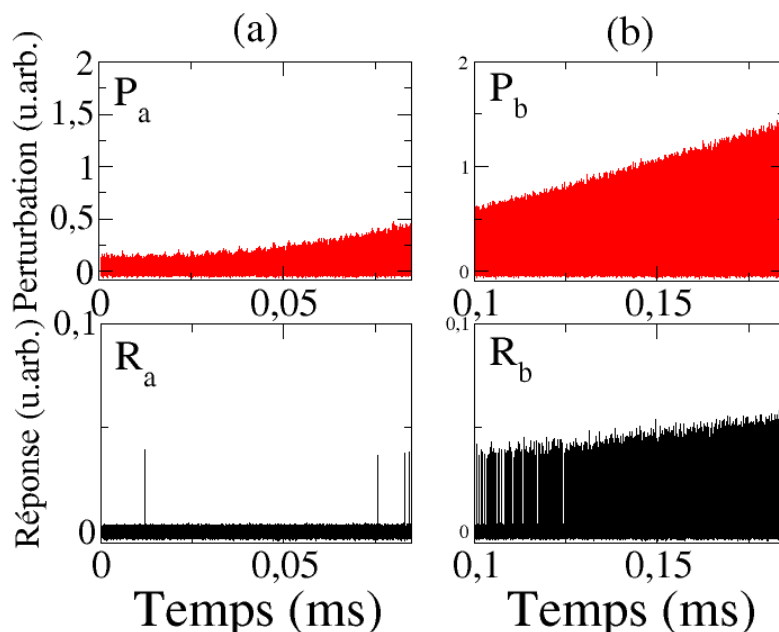


FIGURE 4.2.2 – Traces temporelles de la réponse de micropilier soumis aux impulsions de perturbation.  $P_a, P_b$  respectivement impulsions de perturbations sous le seuil excitable, au-dessus du seuil excitable.  $R_a, R_b$  : réponses respectives du micropilier aux perturbations  $P_a, P_b$ .

évolue linéairement en fonction de l'amplitude de la perturbation. En diminuant le pompage optique, on remarque que le seuil excitable augmente et que l'amplitude de la réponse au niveau du seuil baisse jusqu'à disparition totale du saut (courbes vertes, jaunes et rouges sur la même figure). On rentre alors dans un autre régime de dynamique appelé commutations de gain où la courbe de réponse à des impulsions est du même type que celle d'un laser standard, sans saut au niveau du seuil. On a donc deux régimes de paramètres : un régime excitable avec présence d'un seuil excitable et un saut au niveau du seuil, et un régime non excitable de type commutation de gain dans lequel il n'y a pas de saut au seuil. La transition d'un régime à l'autre est assurée par le pompage optique appliqué sur le micropilier.

La figure 4.2.4b montre la dépendance du seuil excitable en fonction du pompage optique. On remarque que plus le pompage est grand plus le seuil excitable est faible. Ceci est dû au fait qu'en pompant le micropilier avec un pompage fort, on place le système très près du seuil excitable. Dans ce cas des perturbations de faibles puissances peuvent exciter le micropilier et donner une réponse excitable. Donc, on peut contrôler le seuil excitable du micropilier avec un paramètre externe. Ce paramètre est le pompage optique.

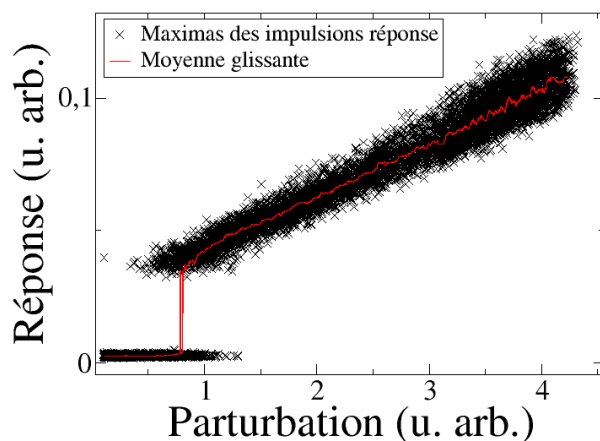


FIGURE 4.2.3 – Points en noir : maxima des impulsions de réponse en fonction de celles des perturbations. Courbe rouge : moyenne glissante de ce nuage de points.

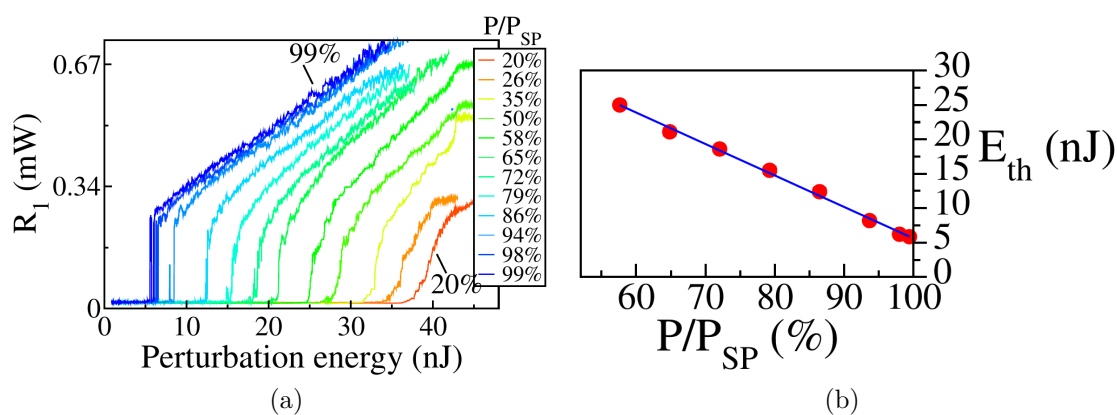


FIGURE 4.2.4 – (a) : Maxima des amplitudes de réponse du micropilier à une simple perturbation en fonction de l'énergie de cette perturbation pour différents valeurs de pompage optique par rapport au seuil d'auto-pulsations  $P/P_{sp}$  allant de 20% à 99%. (b) : Seuil excitable  $E_{th}$  en fonction de la valeur du pompage optique appliquée sur le micropilier [Selmi 14b].

### 4.2.1.2 Simulations numériques

Pour mieux comprendre les dynamiques observées, nous allons comparer nos résultats à un modèle d'équations des taux pour un laser à AS. Nous utilisons le modèle de Yamada décrit dans le chapitre 1 mais en rajoutant un terme qui décrit l'émission spontanée. Ce modèle s'écrit :

$$\begin{aligned}\dot{I} &= I(G - Q - 1) + \beta_{sp}(G + \eta_1)^2 \\ \dot{G} &= b_1[\mu_1 - G(1 + I)] \\ \dot{Q} &= b_2[\mu_2 - Q(1 + sI)]\end{aligned}\tag{4.2.1}$$

où,  $b_{1,2}$  sont les taux de recombinaisons dans le milieu à gain et le milieu absorbant saturable,  $\beta_{sp}$  est le coefficient d'émission spontanée,  $\mu_1$  est la pompe,  $\mu_2$  représente les pertes par le milieu AS,  $s$  est le paramètre de saturation et  $\eta_1$  est le densité de porteurs à la transparence. Les valeurs utilisées pour ces paramètres sont des valeurs typiques d'un laser à semi-conducteur, utilisées dans [Selmi 14b] :

$$\begin{aligned}b_1 &= 0.001 \\ b_2 &= 0.002 \\ \beta_{sp} &= 10^{-5} \\ \mu_2 &= 2 \\ \eta_1 &= 1.6 \\ s &= 10\end{aligned}$$

Sans terme d'émission spontanée ( $\beta_{sp} = 0$ ) dans les équations 4.2.1, il est facile de voir qu'une perturbation sur le gain ne peut donner de réponse excitable quand le système est dans son état de repos  $I = 0$ ,  $G = \mu_1$ ,  $Q = \mu_2$ . Cependant expérimentalement quand on perturbe sur le gain (perturbation avec des impulsions à 800nm) on observe une réponse excitable. En rajoutant un terme d'émission spontanée dans l'expression de l'intensité  $\dot{I}$ , l'état stationnaire de repos correspond alors à une intensité  $I$  non nulle (mais petite), ce qui permet d'avoir une réponse excitable par perturbation sur le gain. Les solutions stationnaires sous le seuil laser ( $I_{ss}, G_{ss}, Q_{ss}$ ) peuvent s'obtenir perturbativement en utilisant un développement dans le petit paramètre  $\beta_{sp}$  sous la forme :

$$\begin{aligned}
 I_{ss} &= \sum_{i=0}^{\infty} I_{ss,i} \beta_{sp}^i \\
 G_{ss} &= \sum_{i=0}^{\infty} G_{ss,i} \beta_{sp}^i \\
 Q_{ss} &= \sum_{i=0}^{\infty} Q_{ss,i} \beta_{sp}^i
 \end{aligned}$$

Au premier ordre on obtient :

$$\begin{aligned}
 I_{ss} &= \beta_{sp} I_{ss1} \\
 G_{ss} &= \mu_2 (1 - \beta_{sp} I_{ss1}) \\
 Q_{ss} &= \mu_1 (1 - s \beta_{sp} I_{ss1})
 \end{aligned}$$

avec

$$I_{ss1} = \frac{(\mu_1 + \eta_1)^2}{(1 + \mu_2 - \mu_1)}$$

La résolution numérique du modèle de Yamada en partant de ces nouvelles solutions stationnaires ( $I_{ss}, G_{ss}, Q_{ss}$ ), permet de tracer les courbes d'excitabilité pour différents pompages  $\mu_1$ . La perturbation est assimilée à un Dirac d'amplitude  $\mu_\delta$ . La figure 4.2.5 montre les simulations numériques des courbes d'excitabilité pour des pompages allant de -42,2 à 2,8. Notons que  $\mu_1$  peut être négatif puisqu'il représente le pompage normalisé par rapport au pompage à la transparence [Bache 05]. Les simulations numériques ont produit qualitativement les courbes d'excitabilité comme observées expérimentalement.

On peut trouver une approximation du seuil excitable en utilisant les résultats dans [Dubbeldam 99a] et en perturbant la pompe par une impulsion courte :

$$\mu_{\delta,th} \simeq -\mu_1 + 1 + \mu_2$$

où  $\mu_{\delta,th}$  représente le seuil excitable.

La figure 4.2.6 montre les simulation numériques de l'évolution du seuil excitable en fonction du pompage (points rouges). L'évolution est linéaire. On obtient la même tendance si on trace la formule théorique de  $\mu_{\delta,th}$  en fonction du pompage.

Les simulations numériques des courbes d'excitabilité ainsi que l'évolution du seuil excitable en fonction du pompage sont en excellent accord avec les mesures expérimentales présentées précédemment.

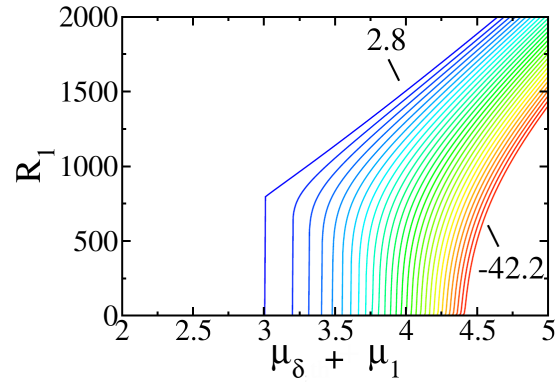


FIGURE 4.2.5 – Calculs numériques de l'amplitude de la réponse  $R_1$  d'un laser à AS à une perturbation sous la forme d'un Dirac d'amplitude  $\mu_\delta$  pour différents pompages  $\mu_1$  de  $-42.2$  à  $2.8$ .

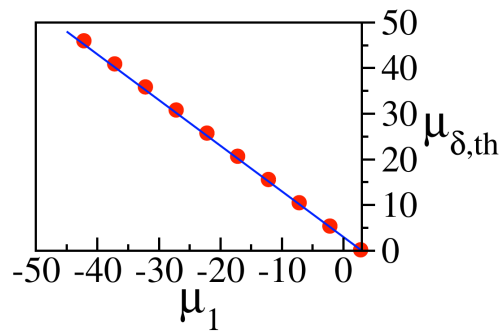


FIGURE 4.2.6 – Simulation numérique du seuil excitable en fonction du pompage  $\mu_1$ . Droite en bleu : approximation théorique du seuil excitable donnée par  $-\mu_1 + 1 + \mu_2$ .

On remarque aussi qu'au delà du seuil excitable (les courbes bleues de la Fig.4.2.5), l'amplitude de la réponse augmente linéairement en fonction de l'amplitude de la perturbation. Or, dans les systèmes excitables et au delà du seuil excitable, il est souvent mentionné que la réponse est calibrée. C'est-à-dire que l'amplitude de la réponse excitable varie peu quand on augmente l'amplitude de la perturbation. Pour comprendre l'évolution dynamique du système, j'ai tracé plusieurs trajectoires excitables dans l'espace des phases ( $G, I$ ) (Fig.4.2.7b). On remarque que pour une amplitude juste au dessus du seuil excitable, le système suit une courbe caractéristique (en fait l'orbite qui relie le point selle au point fixe correspondant à l'état de repos) et qu'en augmentant l'amplitude de la perturbation, le système s'en éloigne linéairement. La trajectoire correspondant à une réponse excitable est donc contrainte par l'orbite homocline de la bifurcation homocline proche, mais la dissipation le long de cette trajectoire n'est pas suffisante pour ramener le flot tout près de cette dernière. C'est une conséquence du fait que nous sommes en présence d'une bifurcation qui est décrite dans un espace à 3 dimensions, à la différence des systèmes quasi-unidimensionnels pour lesquels la trajectoire excitable est contrainte sur une courbe de dimension 1 (dans la bifurcation SNIC par exemple [Dubbeldam 99a]). Comme nous le verrons plus loin, c'est aussi une caractéristique des perturbations sur le gain.

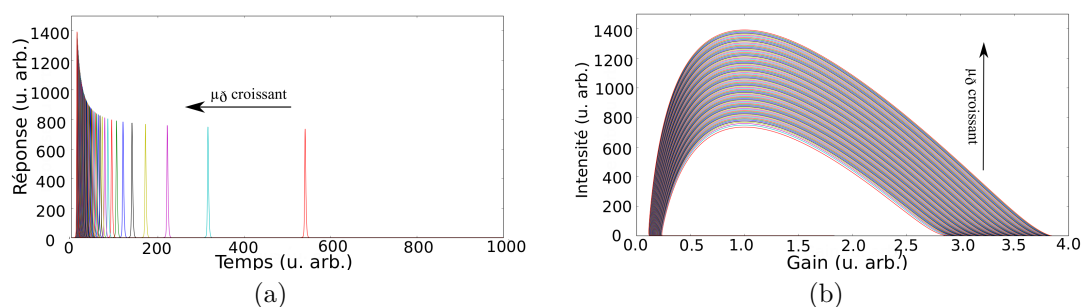


FIGURE 4.2.7 – (a) : Simulations numériques des impulsions de réponse à des impulsions de perturbation incohérente et d'amplitudes croissantes et pour  $\mu_1 = 2.85$ . (b) : Évolution du laser à AS dans l'espace des phases ( $G, I$ ).

## 4.2.2 Perturbation cohérente

Après l'étude de l'excitabilité du micropilier avec des perturbations non-résonantes avec la cavité, je vais présenter l'étude de l'excitabilité du micropilier avec une injection cohérente. La longueur d'onde de résonance est mesurée à l'aide d'un

analyseur de spectre optique. La longueur d'onde des impulsions de perturbation est 980.47nm. Le laser Ti-Saphire est ensuite réglé pour générer des impulsions de perturbation autour de cette longueur d'onde. Un ajustement fin de la longueur d'onde de la cavité se fait en changeant légèrement la température de l'échantillon qui est régulée avec un élément Peltier (ou par changement du pompage). Un changement de température de 1°C correspond à un décalage de la longueur d'onde de résonance de la cavité d'environ 0.35nm comme mesuré dans [Elsass 10]. Les figures 4.2.8a et 4.2.8b montrent les courbes d'excitabilité du micropilier laser à AS pour différentes valeurs du pompage optique allant respectivement de 93.2% à 94.2% et de 94.2% à 95.3% par rapport au seuil d'auto-pulsation. On remarque que contrairement à l'injection incohérente, au delà du seuil excitable, la courbe d'excitabilité est quasiment plate. C'est-à-dire que les impulsions de réponses sont toutes émises avec la même amplitude. Il faut noter que pour le cas de l'injection cohérente, la fenêtre de pompage dans laquelle la cavité reste résonante avec les impulsions de perturbation est très petite. Cette fenêtre correspond à un changement de pompage de 93.2 à 94.8% du seuil d'auto-pulsations. La valeur du pompage 94.2% est celle qui donne le seuil excitable le plus bas ainsi que le saut le plus grand au niveau du seuil. La figure 4.2.9 montre l'évolution du seuil excitable en fonction du pompage. On remarque que pour des valeurs du pompage plus faible ou plus grande de la valeur d'injection résonante optimale (94.2%) du seuil d'auto-pulsation, le seuil excitable augmente. En éloignant de cette valeur, la cavité n'est plus en couplage résonant avec la perturbation. Si on souhaite augmenter le pompage sans que la cavité ne se désaccorde, il faut changer la température pour recaler la longueur d'onde de la cavité avec celle de l'injection. Il est donc difficile de faire un grand changement du niveau de pompage sans désaccorder la cavité.

### 4.2.3 Simulations numériques

J'ai réalisé des simulations numériques en utilisant le modèle de Yamada comme décrit dans la section 4.2.1.2 mais cette fois-ci en perturbant le système sur l'intensité et non sur le gain comme précédemment. La figure 4.2.10a montre les simulations numériques des courbes d'excitabilité pour un système à AS avec une injection cohérente. On retrouve le même type de courbes d'excitabilité. C'est-à-dire, que les courbes présentent un saut abrupt au niveau du seuil excitable et que l'amplitude des impulsions de réponse est calibrée et ces impulsions ont toutes la même amplitude pour un pompage donné. En regardant les courbes d'excitabilité mesurées expérimentalement (Fig.4.2.8a), on observe que sous le seuil excitable on a une augmentation de l'amplitude de la réponse. Ceci est dû au fait qu'en perturbant le micropilier sur l'intensité, qui est équivalent à une perturbation sur le champ dans la cavité du micropilier, l'amplitude des impulsions de réponse de cette cavité augmente non-linéairement quand celle de la perturbation augmente.



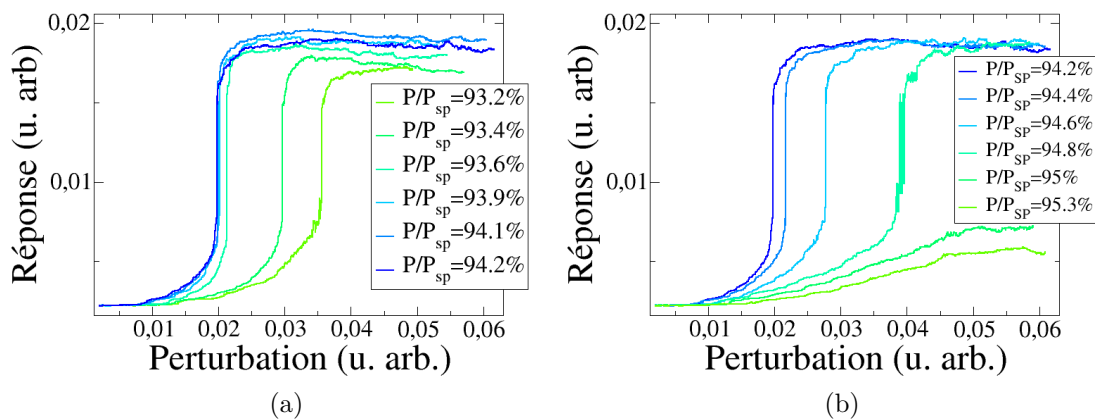


FIGURE 4.2.8 – Amplitude de la réponse du micropilier à une impulsion de perturbation en fonction de l'amplitude de cette perturbation pour différents pompages par rapport au seuil  $P/P_{sp}$  allant de (a) : 93.2% à 94.2%, (b) : 94.2% à 95.3%.

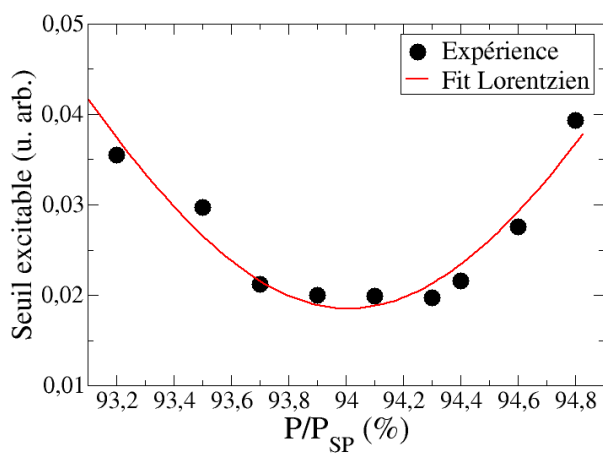


FIGURE 4.2.9 – Mesures du seuil excitable du micropilier laser à AS en fonction de la valeur du pompage optique.

La figure 4.2.10b montre les simulations numériques près du seuil. On remarque que sous le seuil l'évolution de l'amplitude de la réponse est linéaire. Ce qui n'est pas en accord quantitatif avec ce qu'on a mesuré sous le seuil. Ceci est dû au fait que dans les simulations on ne tient pas compte du phénomène de l'amplification du gain sous le seuil. Dès que le seuil excitable est dépassé, la dynamique de génération d'impulsions excitables se met en route et des impulsions excitables sont émises avec une grande amplitude. Par conséquent, il y a un saut abrupte au niveau du seuil excitable. J'ai également étudié l'évolution du seuil excitable quand le système est perturbé d'une façon cohérente. La figure 4.2.11 montre l'évolution de ce seuil. On observe sur cette figure que le seuil excitable diminue quand on diminue le pompage.

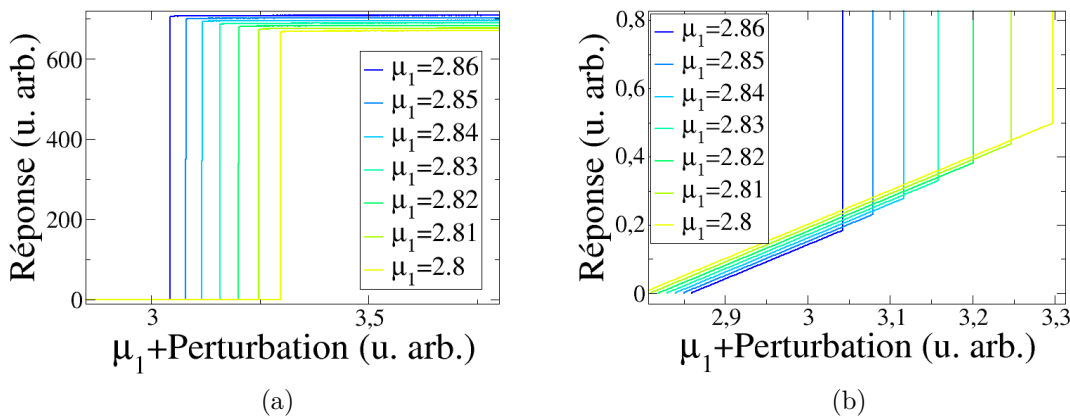


FIGURE 4.2.10 – (a) : Calculs numériques de l'amplitude de la réponse d'un laser à AS à une perturbation Dirac  $\mu_{\delta,th}$  pour différents pompage  $\mu_1$  de 2.8 à 2.86. (b) : Agrandissement de (a).

Sur la figure 4.2.12a, on observe qu'au delà du seuil excitable l'amplitude des impulsions excitables est quasi constante. Les courbes d'excitabilité obtenues sont en bon accord avec celles mesurées expérimentalement. L'évolution d'un laser à AS dans l'espace des phases ( $G, I$ ) est présentée sur la figure 4.2.12b. Cette figure montre que le système suit tout le temps la même trajectoire (boucle homocline) dans l'espace des phases quand l'amplitude de la perturbation augmente. Ceci explique le fait que la réponse est calibrée au delà du seuil et que la courbe d'excitabilité est quasiment plate. On remarque aussi que ces trajectoires dans l'espace des phases sont différentes de celles obtenues avec injection incohérente où la trajectoire s'agrandit et par conséquent la courbe d'excitabilité n'est pas calibrée au delà du seuil. Cela veut dire qu'en perturbant sur le gain, le système explore une

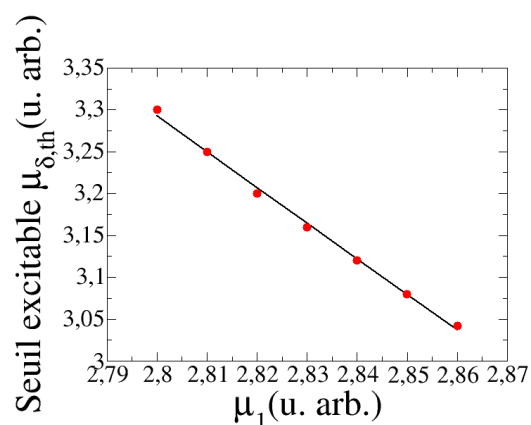


FIGURE 4.2.11 – Simulation numérique du seuil excitable en fonction du pompage  $\mu_1$ . Droite en noir : Un fit linéaire des points rouges.

région plus grande de l'espace des phases. Cependant, dans les deux types de perturbation (cohérente et incohérente), la trajectoire suit une courbe caractéristique contrainte par la géométrie de l'espace des phases.

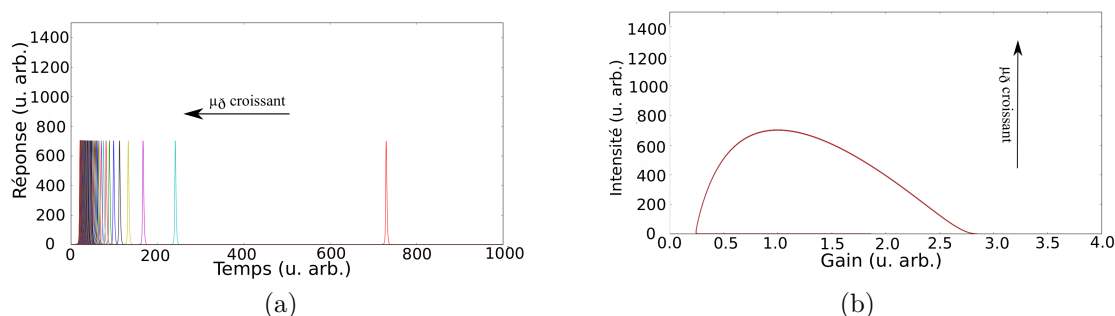


FIGURE 4.2.12 – (a) : Simulations numériques des impulsions excitables de réponse d'un laser à AS pour  $\mu_1 = 2.85$ . (b) : Espace des phases (G,I) du laser à AS.

#### 4.2.4 Délai d'émission des impulsions excitables

Une caractéristique importante de la réponse excitable est qu'elle se fait avec un retard dynamique par rapport au temps de perturbation. Ce délai peut être exploité pour un nouveau type de codage tout-optique de l'information. Je reviendrai à la fin de cette sous-section sur l'explication de ce type de codage. Dans cette sous-section, je montre les résultats de l'étude du délai d'émission d'une impulsion

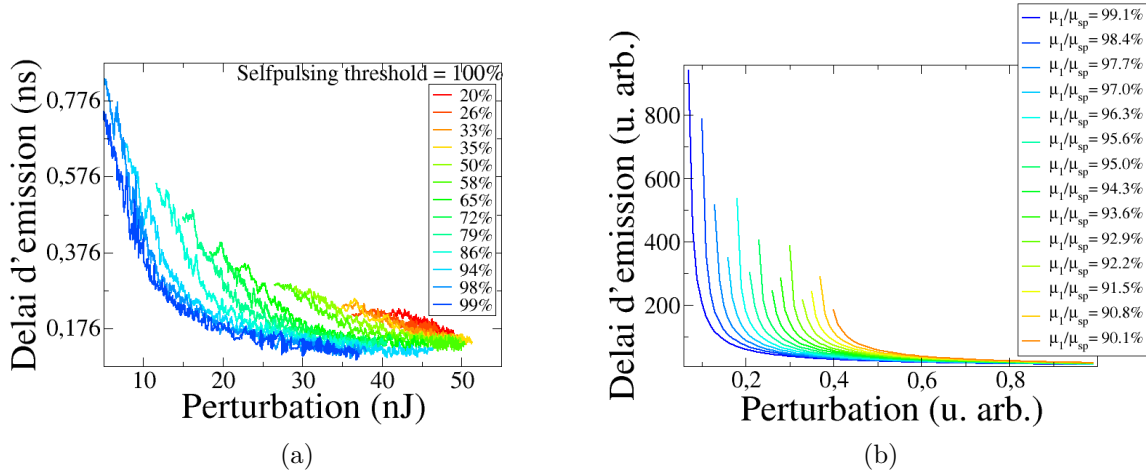


FIGURE 4.2.13 – (a) : Mesures expérimentales, (b) : Simulations numériques des délais d'émission des impulsions excitables avec injection incohérente en fonction de l'amplitude de la perturbation pour différents pompages allant de respectivement 20% à 99% et 90.1% à 99.1% par rapport au seuil excitable. Seuil d'auto-pulsation numérique  $\mu_{sp}=2.8853=100\%$ .

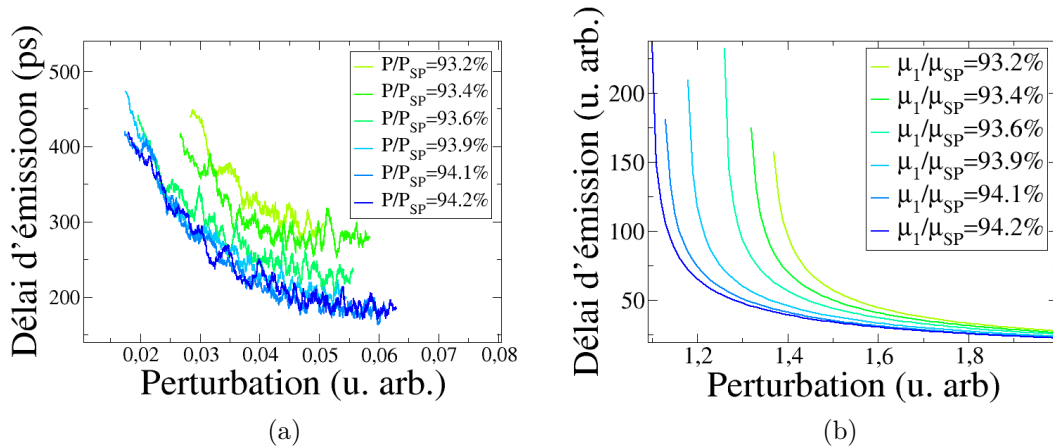


FIGURE 4.2.14 – (a) : Mesures expérimentales, (b) : Simulations numériques des délais d'émission des impulsions excitables avec injection cohérente en fonction de l'amplitude de la perturbation pour différents pompages allant de 93.2% à 94.2% par rapport au seuil excitable. Seuil d'auto-pulsation numérique  $\mu_{sp}=2.8853=100\%$ .

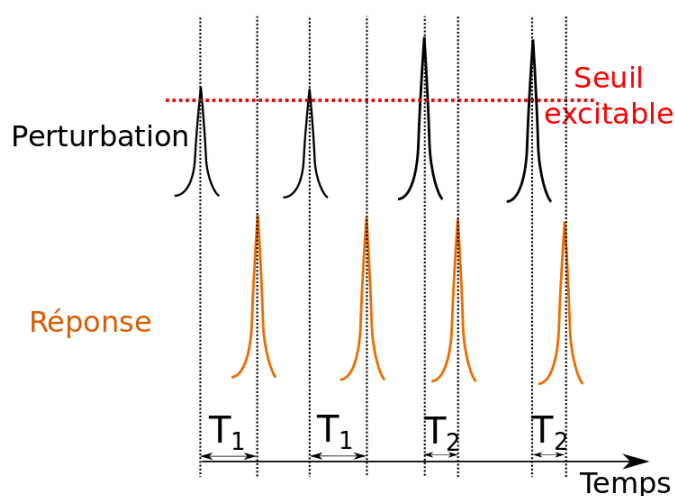


FIGURE 4.2.15 – Illustration du codage par délai d'émission de l'impulsion excitable.  $T_1$  : long délai d'émission de la réponse excitable.  $T_2$  : court délai.

excitable. L'étude des cas avec injection cohérente et avec injection incohérente sont présentés.

Nous avons tout d'abord étudié le délai d'émission des impulsions excitables en fonction de l'amplitude de la perturbation. La figure 4.2.13a (respectivement la figure 4.2.14a) montre les mesures expérimentales des courbes des délais d'émission avec injection incohérente (respectivement avec injection cohérente) en fonction de l'amplitude des perturbations pour différents pompages. Pour un pompage donné, quand l'amplitude de la perturbation est faible, le délai d'émission diverge : le temps mis pour émettre une réponse excitable quand la perturbation est proche du seuil excitable est très grand. À l'inverse, si l'amplitude de la perturbation est grande, le délai d'émission est faible. Les simulations numériques montrent le même comportement (Fig.4.2.13b et Fig.4.2.14b). Le grand délai près du seuil excitable est dû au fait que le système passe par un point selle. Cette dynamique ralentie près d'un seuil est connue en optique sous le nom de ralentissement non-critique [Segard 87], quand le système est perturbé par une impulsion, ou sous celui de ralentissement critique [Tredicce 04] quand le paramètre critique varie plus lentement. Le contrôle du délai d'émission de l'impulsion excitable par l'amplitude des perturbations peut être exploité pour coder de l'information (Fig.4.2.15). Si l'on perturbe le micropilier avec des perturbations de forte amplitude alors, le délai d'émission par rapport à l'instant de l'excitation est faible. Soit  $T_1$  ce délai. Si l'on perturbe le micropilier avec des perturbations d'amplitudes faibles mais suffisantes pour exciter le micropilier, alors le délai d'émission par rapport à l'instant de l'excitation est grand. Soit  $T_2$  ce délai. On peut donc traduire une information

sur l'amplitude de la perturbation en une information sur le délai à l'émission de l'impulsion excitable.

## 4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté le dispositif expérimental permettant de faire les mesures expérimentales d'excitabilité sur les micropiliers laser à AS. J'ai expliqué la technique de mesure des courbes d'excitabilité ainsi que le traitement des données enregistrées. La durée d'une impulsion de réponse excitable est de l'ordre de 200ps ce qui est 1 million de fois plus rapide que les réponses excitables dans les neurones biologiques. J'ai montré les courbes d'excitabilités mesurées avec des perturbations cohérentes et incohérentes. Les simulations avec le modèle de Yamada confirment les résultats expérimentaux. La transition entre régime excitable et régime de commutations de gain a été mise en évidence. L'évolution du seuil excitable en fonction du pompage optique du micropilier a été également étudiée. Elle démontre que l'on peut contrôler le seuil excitable avec le pompage optique, qui est un paramètre externe à la structure. Enfin, le délai à l'émission des impulsions excitables a été étudié expérimentalement et numériquement. Cette étude montre que le délai varie appréciablement en fonction de l'amplitude de la perturbation : près du seuil excitable (mais au delà de ce seuil), le délai d'émission d'une réponse excitable s'accroît et tend à diverger ; alors que pour une perturbation de forte amplitude le délai est court. Ce délai peut être exploité pour des applications neuro-mimétiques au codage de l'information. En perturbant le micropilier avec des impulsions d'amplitudes faibles ou grandes, on obtient des délais à l'émission grands ou petits ce qui correspond à une façon de coder l'amplitude de la perturbation dans le temps de réponse.



# Chapitre 5

## Périodes réfractaires & sommation temporelle

Après avoir étudié dans le chapitre précédant les propriétés d'excitabilité du micropilier laser à AS, j'apporterais dans ce chapitre la mise en évidence expérimentale et numérique des périodes réfractaires relatives et absolues dans un micropilier. Des observations antérieures de périodes réfractaires dans d'autres systèmes ont été effectuées dans des cavités à cristaux photoniques couplées à des guides d'ondes [Brunstein 12]. Je présenterais les mises en évidence expérimentales et numériques de la capacité des micropiliers laser à AS à additionner des signaux d'entrées.

Je vais démontrer dans ce chapitre que les lasers à AS possèdent une mémoire c'est-à-dire que leurs réponses dépendent de leurs états antérieurs. Cette mémoire contrôle et définit le caractère excitable du laser. Les périodes réfractaires sont essentielles d'un point de vue fonctionnel car elles permettent la propagation unidirectionnelle et les traitements neuro-mimétiques de l'information dans des chaînes de micropiliers lasers à AS. Enfin, la sommation temporelle qui est connue pour intervenir dans les neurones au niveau des connexions synaptiques permet d'implémenter naturellement la fonction sommation et l'intégration des signaux qui proviennent d'autres neurones.

### 5.1 Période réfractaires absolue et relative

#### 5.1.1 Introduction

La période réfractaire existe dans les neurones. Elle correspond au temps nécessaire immédiatement après l'émission d'une première impulsion électrique de réponse à une stimulation pour que le neurone puisse répondre à une nouvelle stimulation. Il existe deux types de périodes réfractaires :



- La période réfractaire absolue : pendant cette période toute nouvelle stimulation de la cellule est ignorée.
- La période réfractaire relative : pendant laquelle la stimulation d'une cellule est possible mais avec une stimulation d'amplitude suffisante.

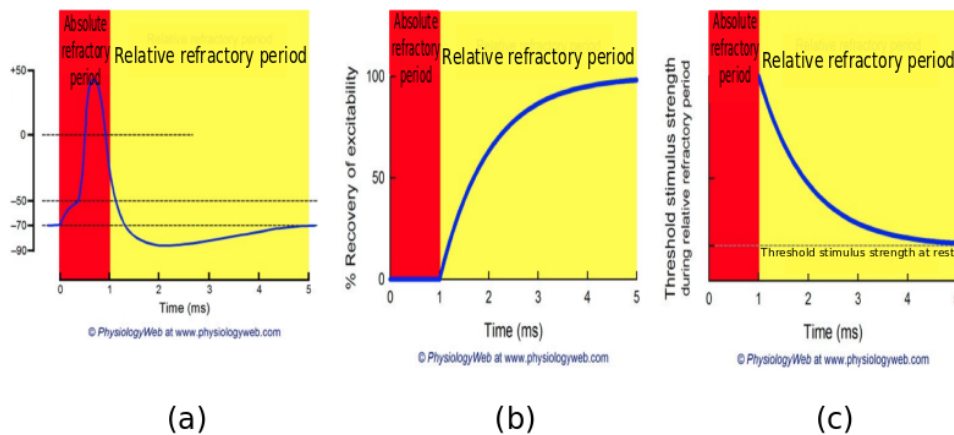


FIGURE 5.1.1 – (a) : Réponse électrique excitable d'un neurone. (b) : Amplitude de la réponse excitable en fonction du délai entre deux stimulations successives. (c) : Seuil d'excitabilité d'un neurone en présence de la première excitation en fonction du délai entre deux stimulations. D'après [www.physiologyweb.com](http://www.physiologyweb.com).

La figure 5.1.1 montre la période réfractaire absolue (en rouge) d'un neurone et la période réfractaire relative (en jaune). On remarque sur la zone jaune de ces figures, que quand le délai diminue, l'amplitude de la réponse excitable diminue jusqu'à extinction, et que le seuil d'excitabilité diverge. Pour des délais dans la zone rouge, l'amplitude de la réponse excitable est nulle et que le seuil d'excitabilité diverge. c'est-à-dire que le système n'est plus excitable dans cette zone.

Les micropiliers laser à AS possèdent une mémoire et leurs réponses dépendent donc de leurs états antérieurs c'est-à-dire de leurs histoires. Cette mémoire leur permet d'avoir une capacité à « prendre des décisions » en fonction de leurs états de mémoire.

Par exemple, la période réfractaire est d'une importance capitale dans la propagation unidirectionnelle de l'influx nerveux dans les cellules neuronales. En fait la propagation de l'influx nerveux dans le neurone se fait de proche en proche. Chaque tronçon de l'axone est excité et génère une réponse excitable qui à son tour excite le tronçon voisin et ainsi de suite assurant ainsi la propagation de l'influx nerveux. La période réfractaire empêche pendant un certain temps chaque tronçon excité d'être ré-excité, ce qui assure une propagation uni-directionnelle. L'existence de la période réfractaire indique qu'un tel système garde pendant un certain temps

la mémoire de son état antérieur. Pour coupler plusieurs micropiliers laser à AS pour des expériences de propagation d'ondes excitables ou pour des portes logiques tout-optique, il est nécessaire d'étudier les périodes réfractaires et de les évaluer.

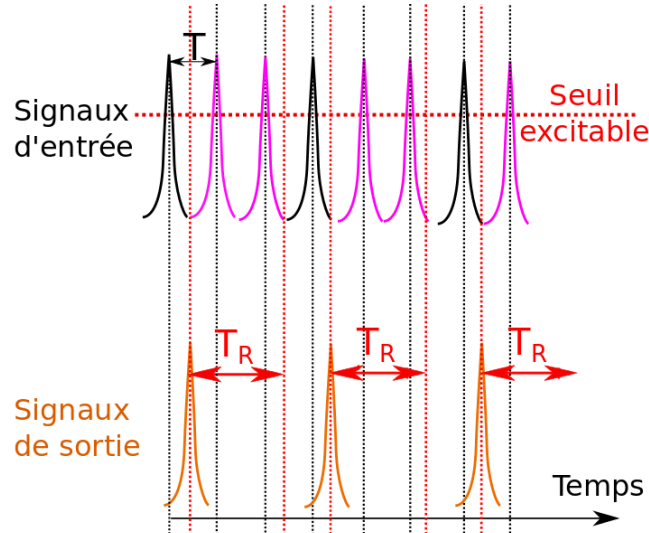


FIGURE 5.1.2 – Illustration du codage par temps d'impulsion excitable.  $T$  : période des signaux d'entrée.  $T_R$  : période réfractaire absolue du système excitable. Impulsions en noir : informations codées dans les impulsions de réponses (en orange). En magenta : Impulsions perdues (non codées).

On peut utiliser les réponses excitables pour coder l'information. Deux types de codage peuvent être réalisés : le codage par amplitude (« spike-time coding ») ou par intervalles de temps entre impulsions (« time coding »). Le codage par amplitude consiste à attribuer un bit « 1 » pour une impulsion de grande amplitude et « 0 » sinon. Le codage par intervalles de temps entre impulsions de perturbation consiste à mesurer le nombre d'impulsions pour une durée de référence. La période maximale de codage est égale à la période réfractaire absolue  $T_R$  (Fig.5.1.2). En fait, si on code de l'information avec une période plus petite que la période réfractaire, une partie de l'information sera perdue au cours de la période réfractaire absolue (Impulsions en magenta sur la Fig.5.1.2). La connaissance des périodes réfractaires est ainsi nécessaire si l'on veut coder l'information de cette manière.

Je présente donc dans la sous-section suivante des mesures expérimentales ainsi que des simulations numériques des périodes réfractaires relatives et absolues.

### 5.1.2 Mise en évidence des périodes réfractaires

Comme je l'ai expliqué précédemment, le micropilier est pompé optiquement sous le seuil d'auto-pulsation. A l'aide d'une ligne à retard, on envoie des trains d'impulsions doubles de perturbation sur le micropilier avec un délai variable. L'amplitude de chacune des deux impulsions envoyées est supérieure au seuil excitable : c'est-à-dire que, quand chacune de ces deux impulsions arrivent seule sur le micropilier, ce dernier est susceptible d'émettre une impulsion excitable. La figure 5.1.3 montre la ligne à retard à délai variable. Cette ligne est placée à la sortie du laser Ti-Saphire et elle est constituée de deux cubes séparateurs et un coin de cube placé sur une platine de translation motorisée.

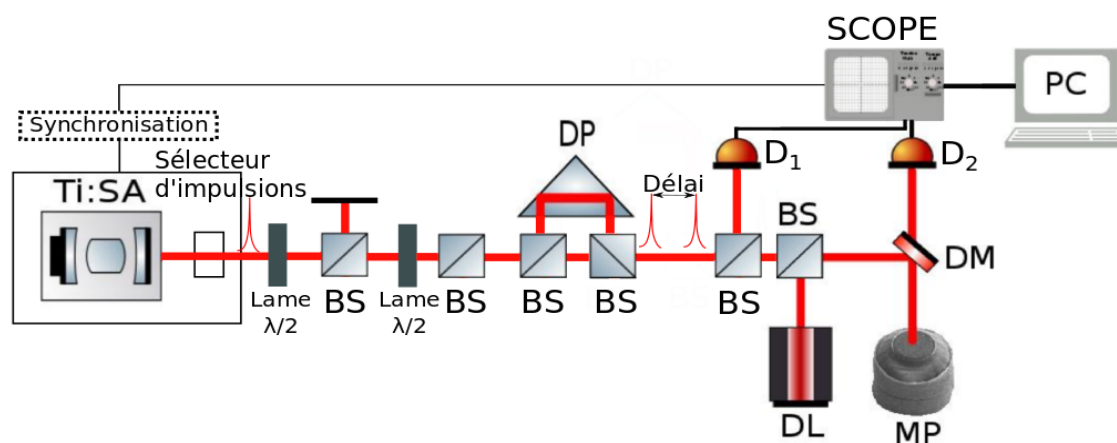


FIGURE 5.1.3 – Dispositif expérimental. Ti-Sa :Ti-Saphire, BS : Cube séparateur, DP : Coin cube, DL : diode laser, DM : lame dichroïque, MP : micropilier laser à AS, SCOPE : oscilloscope de 6GHz de bande passante. DP et les deux BS constituent la ligne à retard,  $D_1$  : détecteur de 35ps de temps de montée,  $D_2$  : détecteur de 90ps de temps de montée [Selmi 14a].

Plusieurs délais entre les deux impulsions de perturbation ont été testés. Les perturbations utilisées ont une longueur d'onde autour de 800nm et donc l'injection est incohérente pour ces mesures. La figure 5.1.4a montre la réponse du micropilier à deux perturbations pour 3 délais différents. Sur cette figure, les points correspondent aux mesures expérimentales et les courbes en lignes continues aux fits avec deux gaussiennes. Pour un grand délai de l'ordre de 500ps, le micropilier

émet deux impulsions excitable pour deux perturbations. Dans ce premier cas, le système réagit à la première perturbation, revient à son état stationnaire et enfin réagit à la deuxième perturbation. Pour un délai plus petit, de l'ordre de 300ps, le micropilier émet deux impulsions. On remarque que l'amplitude de la deuxième impulsion de réponse est plus faible que celle de la première réponse. En fait, le système est rentré dans la période réfractaire relative. Dans cette période, il est possible d'émettre une deuxième impulsion de réponse mais son amplitude est plus faible. Pour des délais plus petits, de l'ordre de 200ps, le micropilier n'émet qu'une seule impulsion de réponse à deux impulsions de perturbation. Le système est dans la période réfractaire absolue. Quand le système rentre dans la période réfractaire absolue, il ne peut pas être excité de nouveau. Il faut donc que le système revienne à son état stationnaire pour être de nouveau ré-excitable. On remarque que dans la période réfractaire l'amplitude de la réponse excitable est plus grande que dans la période réfractaire relative et même en dehors de la période réfractaire relative. Ceci est dû au fait que la deuxième perturbation participe à la génération de la première impulsion excitable pour des très faible délais. Ceci est aussi une preuve de la période réfractaire absolue. Si on additionne les deux gaussiennes en pointillé on trouve la gaussienne en continue. Ceci confirme davantage la participation de la deuxième petite impulsion de perturbation dans la génération de la première impulsion de réponse. La figure 5.1.4b montre l'évolution de la réponse de la deuxième impulsion excitable (en rouge) et celle de la première impulsion excitable (en noir) en fonction du délai entre les impulsions de perturbations. On remarque que quand le délai diminue, l'amplitude de la deuxième impulsion diminue jusqu'à disparition totale de cette impulsion pour des délais en dessous de 200ps. Pour des grands délais, au delà de 400ps, l'amplitude des deux impulsions excitable émises est quasiment identique.

J'ai également étudié le caractère excitable de la deuxième impulsion de réponse quand une première impulsion de réponse a déjà été déclenchée. Pour ce faire, l'amplitude de la première perturbation est fixée au dessus du seuil excitable et la second perturbation est envoyée avec un délai fixe et une amplitude variable. La figure 5.1.5 montre les maxima des secondes impulsions de réponse en fonction des maxima des secondes impulsions de perturbation pour différents délais. Pour un grand délai, de l'ordre de 1.13ns (courbe en bleu), la courbe obtenue est de type excitable. Elle présente un seuil excitable avec un saut abrupt au niveau de ce seuil. En diminuant le délai entre les deux perturbations, le seuil excitable augmente et le saut au niveau de seuil devient de moins en moins grand. Donc, le délai entre les deux perturbations est un paramètre qui peut contrôler le seuil excitable du micropilier. Si on diminue davantage le délai et vers 530ps, la courbe obtenue ne présente plus un saut et la réponse du micropilier n'est plus excitable. C'est-à-dire que la diminution du délai entre les deux perturbations induit la disparition du

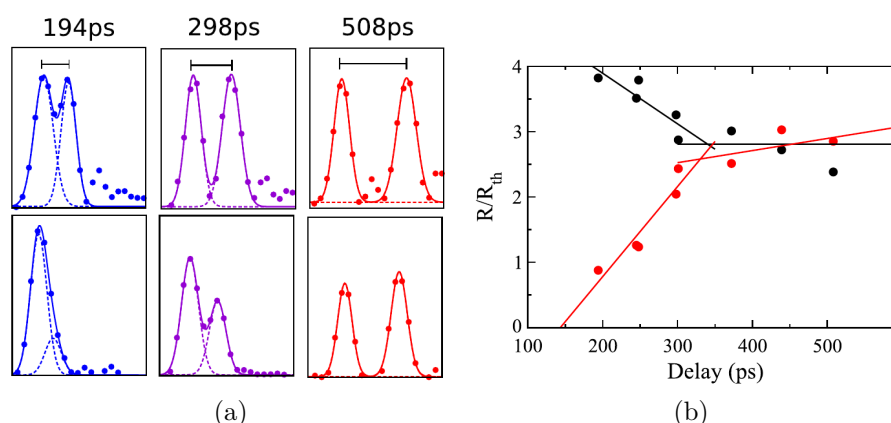


FIGURE 5.1.4 – (a) : Traces temporelles pour différents délais et leurs fits gaussien. Les traces du haut représentent les impulsions de perturbation. Les traces du bas représentent les impulsions de réponse. Le pompage est fixé à 71% par rapport au seuil d’auto-pulsations. (b) : Amplitude de la réponse  $R$  à la première (en noir) et à la deuxième (en rouge) impulsion de perturbation pour une double impulsions avec des délais variables.  $R_{th}$  est l’amplitude de la réponse au seuil excitable.

caractère excitable de la seconde réponse.

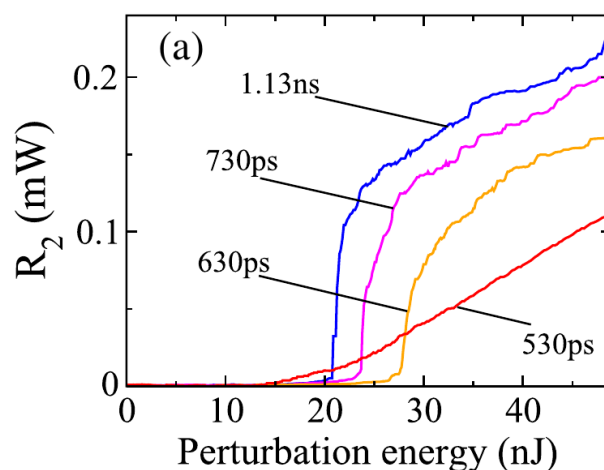


FIGURE 5.1.5 – Réponse du micropilier laser à AS  $R_2$  à une deuxième impulsion de perturbation après émission d’une première impulsion excitable suite à une première perturbation à  $t=0$  et avec une amplitude 20% au delà du seuil excitable.

### 5.1.3 Simulations numériques

Pour étudier numériquement la réponse d'un micropilier laser à AS à une double impulsion, j'ai utilisé le modèle de Yamada avec émission spontanée comme décrit dans la section 4.2.11 du chapitre 4. Les résultats des simulations de l'excitabilité de la seconde impulsion de réponse sont affichées sur la figure 5.1.6. Nous avons un bon accord qualitatif entre l'expérience et les simulations numériques. Trois figures sont affichées pour des valeurs différentes des temps de vies des porteurs dans le milieu à gain ( $b_1$ ) et le milieu AS ( $b_2$ ). On remarque que pour des valeurs de  $b_1$  et de  $b_2$  différentes les seuils d'excitabilité sont différents.

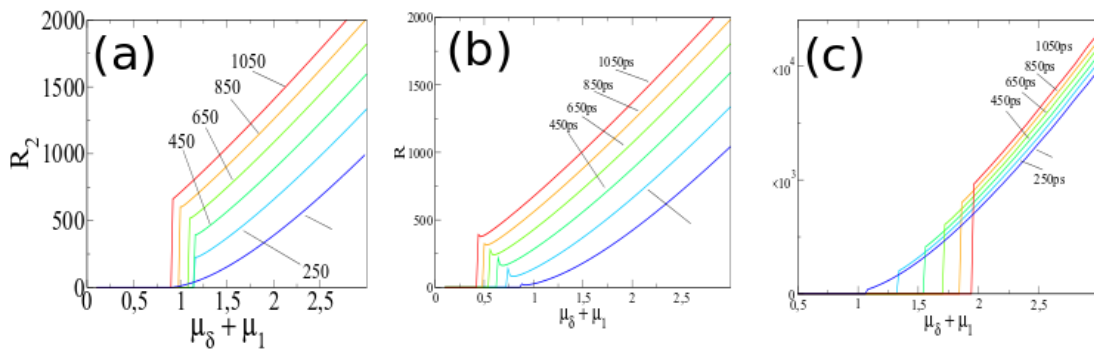


FIGURE 5.1.6 – Simulations de la réponse du micropilier laser à AS à une deuxième impulsion de perturbation après émission d'une première impulsion excitable suite à une première perturbation à  $t=0$  et avec une amplitude 20% au delà du seuil excitable. Le modèle de Yamada est utilisé tel que (a) :  $b_1 = 0.001, b_2 = 0.002$ , (b) :  $b_1 = 0.001, b_2 = 0.001$  et (c) :  $b_1 = 0.0001, b_2 = 0.001$ . Le temps est adimensionné par la durée de vie d'un photon dans la cavité.

Pour mieux comprendre l'origine physique des périodes réfractaires, on a étudié l'évolution dans le temps du gain et des dynamiques des porteurs dans le système. En fait, après émission d'une première impulsion de réponse, la seconde perturbation se comporte comme une sonde pour le gain et l'évolution de la dynamique des porteurs. L'émission ou non d'une deuxième impulsion de réponse dépend du niveau de déplétion du milieu à gain et de celui du milieu AS (Fig.5.1.7).

Après l'émission d'une première impulsion, le milieu à gain est déplété des porteurs sur le front montant de l'impulsion (émission stimulée) et comme  $G > 0$ ,  $dG/dt < 0$ .  $G$  est directement proportionnel à l'excès de porteurs par rapport à la transparence (voir chapitre 1). Toute de suite après l'émission de l'impulsion la dynamique de recouvrement des porteurs opère puisque l'on maintient toujours le pompage optique du micropilier. On remarque que le retour du gain et de l'ab-

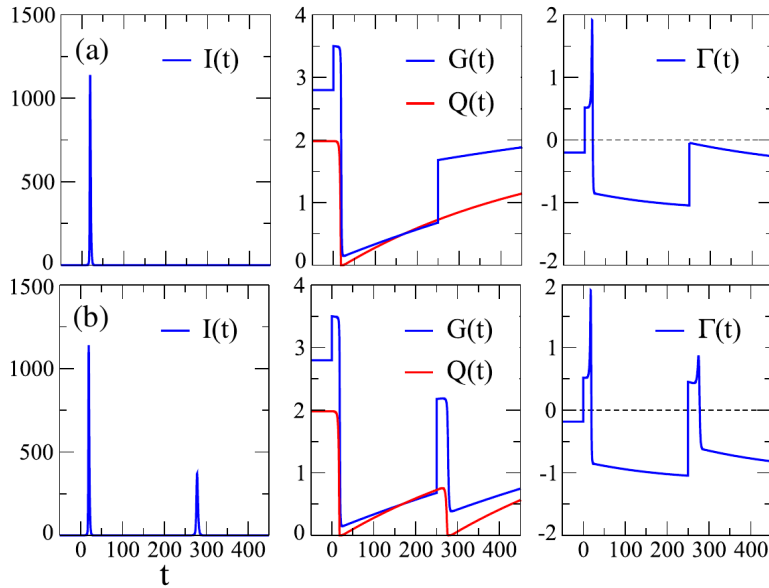


FIGURE 5.1.7 – Intensité  $I(t)$ , dynamiques de recouvrement des porteurs  $G(t)$ ,  $Q(t)$ , et gain net  $\Gamma(t)$  pour une double perturbation à  $t_0 = 0$  et à  $t_1 = 250$ . La première perturbation a une amplitude  $\mu_\delta(t_0) = 3.5$ . La deuxième perturbation est d’amplitude (a) :  $\mu_\delta(t_1) = 1.0$  et (b) :  $\mu_\delta(t_1) = 1.5$ . Les autres paramètres sont les mêmes que dans les simulations des courbes d’excitabilités.

sorption à leurs états stationnaires respectifs s’accompagne d’une augmentation de leurs niveaux contrairement à ce qui est présenté dans le chapitre 1 où après émission d’une impulsion excitable les niveaux du gain et de l’absorption baissent. Ceci est dû simplement au fait que dans [Dubbeldam 99b, Dubbeldam 99a] le signe « - » dans les équations a été supprimé. On retrouve ce signe « - » dans les équations du gain et de l’absorption par exemple dans [Bache 05]. En l’absence d’une deuxième impulsion, l’intensité est très faible et peut être considéré comme nul. Le gain net s’écrit :

$$\Gamma(t) = G(t) - Q(t) - 1$$

Quand une deuxième impulsion arrive sur le micropilier, une impulsion de réponse est émise seulement si le gain net devient positif pendant un temps suffisamment long. Sur la figure 5.1.7, quand une deuxième impulsion arrive à  $t=250$ , il y a émission d’une impulsion excitable mais l’amplitude de cette impulsion est plus faible que celle de la première impulsion de réponse. Ceci est dû au fait que le système n’a pas complètement atteint son état stationnaire. Le gain du système à

cet instant se trouve à un niveau inférieur à celui de l'état stationnaire. Le système est donc à  $t=250$  dans la période réfractaire relative. Si le délai est plus long alors l'amplitude de la réponse est plus grande que celle obtenue à  $t=250$ . Si la seconde impulsion de perturbation arrive après le recouvrement total de la densité des porteurs, alors la seconde impulsion de réponse se déclenche avec une amplitude identique à celle de la première impulsion de réponse (Fig.5.1.8).

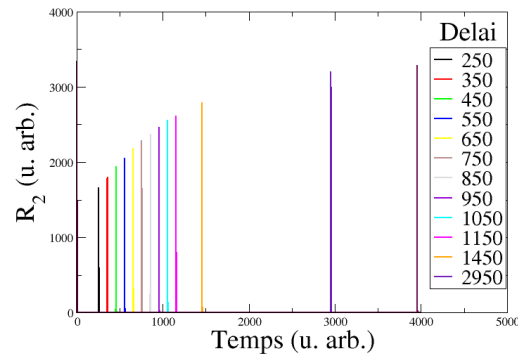


FIGURE 5.1.8 – Réponse du micropilier laser à AS  $R_2$  à une deuxième impulsion de perturbation après émission d'une première impulsion excitable suite à une première perturbation à  $t=0$  pour différents délais entre les impulsions de perturbation.

## 5.2 Sommation temporelle

Un neurone simple est capable naturellement de réaliser des opérations de sommation temporelle. Cette propriété est étudiée dans cette section. L'objectif dans cette section est donc de montrer la capacité naturelle d'un micropilier simple à la sommation temporelle des impulsions d'entrée.

### 5.2.1 Introduction

Dans les neurones, la sommation temporelle est une addition de potentiels pré-synaptiques proches dans le temps au niveau d'une même synapse. La figure 5.2.1 montre le principe de sommation temporelle au niveau d'une connexion synaptique A. On observe sur cette figure que si chacune de ces stimulations pré-synaptiques arrive seule, ou si les deux stimulations arrivent avec un délai important alors la cellule ne génère pas un potentiel d'action post-synaptique. À l'inverse, si les délais



deviennent très courts alors la cellule génère un potentiel d'action post-synaptique. C'est-à-dire que l'effet de la deuxième excitation vient s'ajouter à celui créé par la première excitation avant que le système ne revienne à son état de repos. Il existe donc un délai critique de sommation  $T_c$  au delà duquel on n'obtient pas de sommation temporelle.

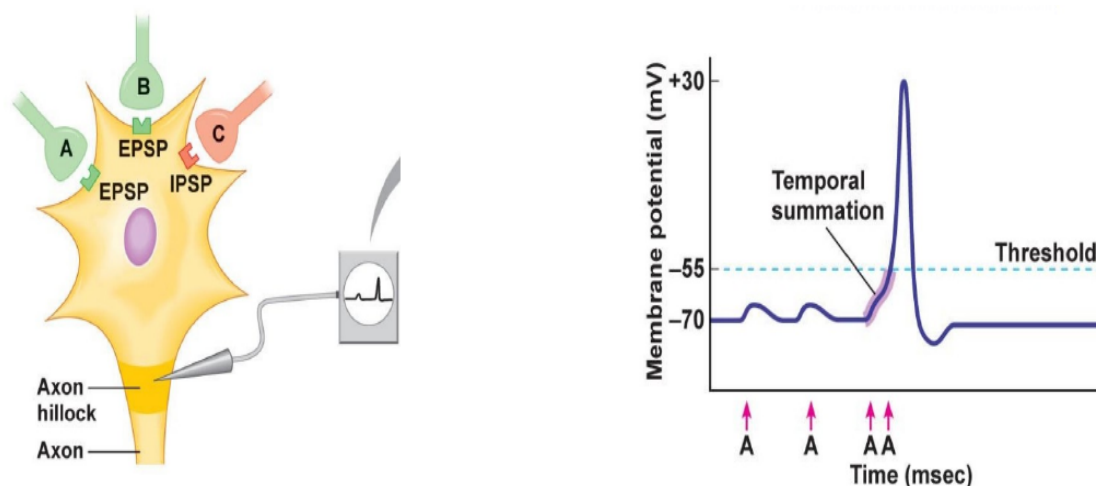


FIGURE 5.2.1 – Principe de la sommation temporelle synaptique dans un neurone. Des stimuli provenant de divers neurones excitateurs et avec des délais variables se somment au niveau du noyau et donnent lieu à une réponse excitable si leur sommation permet de dépasser le seuil excitable (ligne en pointillés bleu).

Je vais donc présenter l'étude de la capacité d'un micropilier laser à AS à additionner temporellement des perturbations d'entrées. Cette propriété permet notamment de réaliser une porte logique de type ET contrôlée par le délai. La figure 5.2.2a montre un schéma illustrant de ce type de porte logique. Deux impulsions sous le seuil excitable arrivent sur le micropilier avec les délais  $T_1$  ou  $T_2$ . Ils sont choisis de part et d'autre du délai critique  $T_c$  à partir duquel il n'y a plus sommation ( $T_1 > T_c > T_2$ ). La figure 5.2.2b montre un tableau d'addition logique de cette porte ET. On remarque que un bit « 1 » est obtenu si et seulement si deux impulsions d'entrée sont présentes (Input1=1 & Input2=1) et le délai est de l'ordre de  $T_2$ . Cette porte logique fonctionne comme un détecteur de coïncidence. C'est-à-dire que si deux impulsions optiques arrivent avec un délai inférieur au délai critique, le détecteur donnera un « clic de coïncidence » et rien sinon.

J'ai donc fait des mesures pour trouver s'il existe un seuil critique de sommation dans un micropilier laser à AS. La sommation temporelle peut se réaliser en principe avec un nombre quelconque d'impulsions d'entrée. Pour des raisons

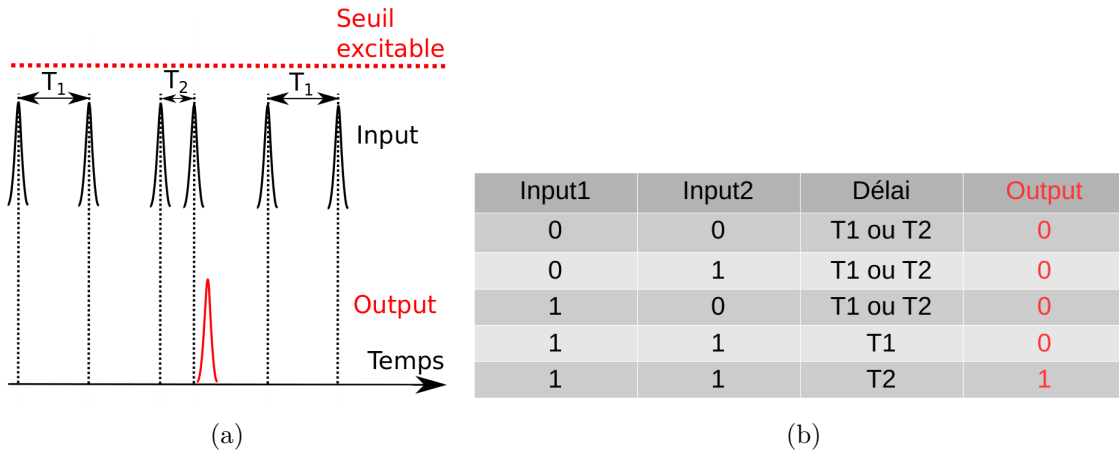


FIGURE 5.2.2 – (a) : Illustration du principe de la sommation temporelle de deux impulsions de perturbation. (b) : Opérations logiques guidées par le temps avec une porte logique ET.

expérimentales, seule la sommation temporelle de deux impulsions d'entrée a été réalisée.

## 5.2.2 Mesures expérimentales

Pour réaliser ces mesures, le même dispositif expérimental présenté précédemment a été utilisé (Fig.5.1.3). Le pompage utilisé est de 9% sous le seuil d'auto-pulsation. Deux impulsions de perturbation sont fixées sous le seuil excitable (75% du seuil excitable) de telle sorte que quand chacune arrive seule sur le micropilier, aucune impulsion excitable n'est déclenchée. Le délai entre les deux impulsions de perturbation est varié avec la ligne à retard. Les mesures ont été réalisées avec injection incohérente ( $\lambda_{perturbation} = 797.50nm$ ) et avec injection cohérente ( $\lambda_{perturbation} = 980.47nm$ ) en résonance avec la cavité.

### 5.2.2.1 Sommation avec injection incohérente

La première mesure consiste à vérifier l'excitabilité du micropilier en question avant d'étudier les autres propriétés. Dans la suite nous appellerons « impulsions directes » les impulsions non retardées par la ligne à retard et « impulsions retardées » celles qui sont retardées. La figure 5.2.3a montre la courbe d'excitabilité du micropilier avec les impulsions de perturbations directes. La figure 5.2.3b montre la courbe d'excitabilité du micropilier avec les impulsions de perturbations retardées. On observe que les courbes obtenues sont de type excitable.

Différents délais ont été utilisés : 200ps, 300ps, 400ps, 500ps, 600ps et 700ps. Pour

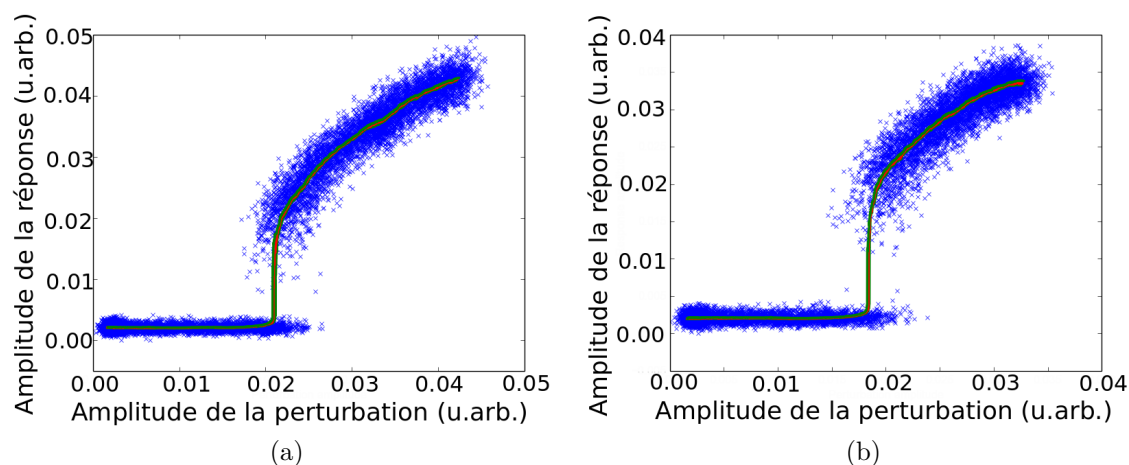


FIGURE 5.2.3 – Courbe d’excitabilité du micropilier laser à AS avec les impulsions de perturbations uniques provenant de (a) : la ligne directe (b) : la ligne retardée.

chaque mesure, 10000 séquences ont été enregistrées. Cela nous permet d’avoir de mesurer les fluctuations statistiques liées au bruit présent dans le système. La figure 5.2.4 présente 6 panels de 10000 séquences d’impulsions de perturbation (panels de gauche) et de réponse (panels de droite) où est tracé le logarithme de la densité locale des points constituant les traces temporelles de perturbation et de réponse. La ligne jaune horizontale correspond au seuil excitable. Les panels (a) et (b) présentent les impulsions de perturbation directes et retardées quand elles sont envoyées seules. Leur amplitudes est sous le seuil excitable donc la réponse du micropilier est quasi-nulle (panels d et e). Les faibles signaux observés dans le panel e sont dû au fluctuations dû au déplacement de la ligne à retard. Quand on envoie les deux impulsions de perturbation directes et retardées ensemble (c), la réponse du micropilier varie en fonction du délai entre ces deux impulsions. Le panel (f) présent les réponses du micropilier. On remarque que pour des délais supérieur à 600ps, il n’y a quasiment pas de déclenchement d’impulsion de réponse. Seule le bruit peut permettre de déclencher quelques impulsions excitables. Pour des délais inférieurs à 600ps, les deux perturbations ensemble produisent des réponses excitables. Un délai de 200ps donne l’amplitude la plus grande de l’impulsion (Fig.5.2.5). Une réponse excitable possède une amplitude minimale caractéristique définie par la boucle homocline mais cette amplitude peut varier légèrement en fonction de l’amplitude de la perturbation par rapport au seuil excitable. Cette variation de l’amplitude de la perturbation peut entraîner aussi une gigue temporelle (« jitter ») de la réponse. La figure 5.2.5 montre l’évolution des maxima de la réponse du micropilier ainsi que le délai à l’émission en fonction du délai entre

les perturbations. On remarque que pour un délai de 600ps entre les impulsions de perturbation le délai à l'émission de la réponse excitable est beaucoup plus grand que celui obtenu pour un délai de 200ps entre impulsions de perturbations. Ceci est dû au ralentissement non-critique près du seuil [Segard 87]. En fait, l'arrivée de la première impulsion de perturbation sous le seuil excitable ne déclenche pas une réponse excitable mais permet au système d'être à un niveau de gain net plus élevée que le cas stationnaire. Autrement-dit, le seuil excitable du système devient plus faible et on appellera ce seuil « seuil excitable effectif ». L'arrivée de la deuxième impulsion avant que le système ne revienne à son état stationnaire peut permettre de déclencher une impulsion excitable. On définit un délai critique de sommation temporelle. Il correspond au temps au delà duquel l'arrivée d'une deuxième impulsion ne déclenche pas une impulsion excitable. Le délai à l'émission est aussi présenté sur la figure 5.2.5 (carrés rouges pleins). On remarque que plus le délai est grand, plus le délai à l'émission est grand. Ce comportement dynamique de ralentissement non-critique près du seuil avec deux impulsions a été étudié avec une seule impulsion (chapitre 4).

### 5.2.2.2 Simulations numériques

Pour mieux comprendre les résultats expérimentaux observés, nous avons utilisé le modèle de Yamada avec émission spontanée :

$$\begin{aligned}\dot{I} &= I(G - Q - 1) + \beta_{sp}(G + \eta_1)^2 \\ \dot{G} &= b_1[\mu_1 - G(1 + I)] \\ \dot{Q} &= b_2[\mu_2 - Q(1 + sI)]\end{aligned}$$

Les paramètres utilisés sont les suivants :

$b_1 = 0.0014$ ,  $b_2 = 0.0028$ ,  $\mu_1 = 2.48$ ,  $\mu_2 = 2.0$ ,  $s = 10$ ,  $\eta_1 = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 1e - 5$  et temps de vie des photons  $\gamma_d^{-1} = 3.26ps$ .

À  $t=0$  une impulsion de perturbation sous le seuil excitable arrive sur le système. Son amplitude est égale à 0.3. Cette amplitude ne permet pas d'obtenir une réponse excitable. À  $t = t_p$  une deuxième impulsion arrive avec la même amplitude. Le délai entre les deux impulsions de perturbation est donc égale à  $t_p$ . Les résultats des simulations numériques sont affichés sur la figure 5.2.6. Chaque perturbation permet au gain net du système d'effectuer un saut et ensuite le système débute son retour à l'état stationnaire. On remarque sur la figure 5.2.6 que pour un délai de 700ps les deux sauts ne permettent pas au gain de dépasser 0 et l'on observe donc pas de déclenchement d'impulsion excitable. Ces résultats sont quantitativement en excellent accord les mesures expérimentales.

Les solutions analytiques peuvent être calculées en utilisant le modèle de Yamada avec émission spontanée pour les comparer avec les simulations numériques. On

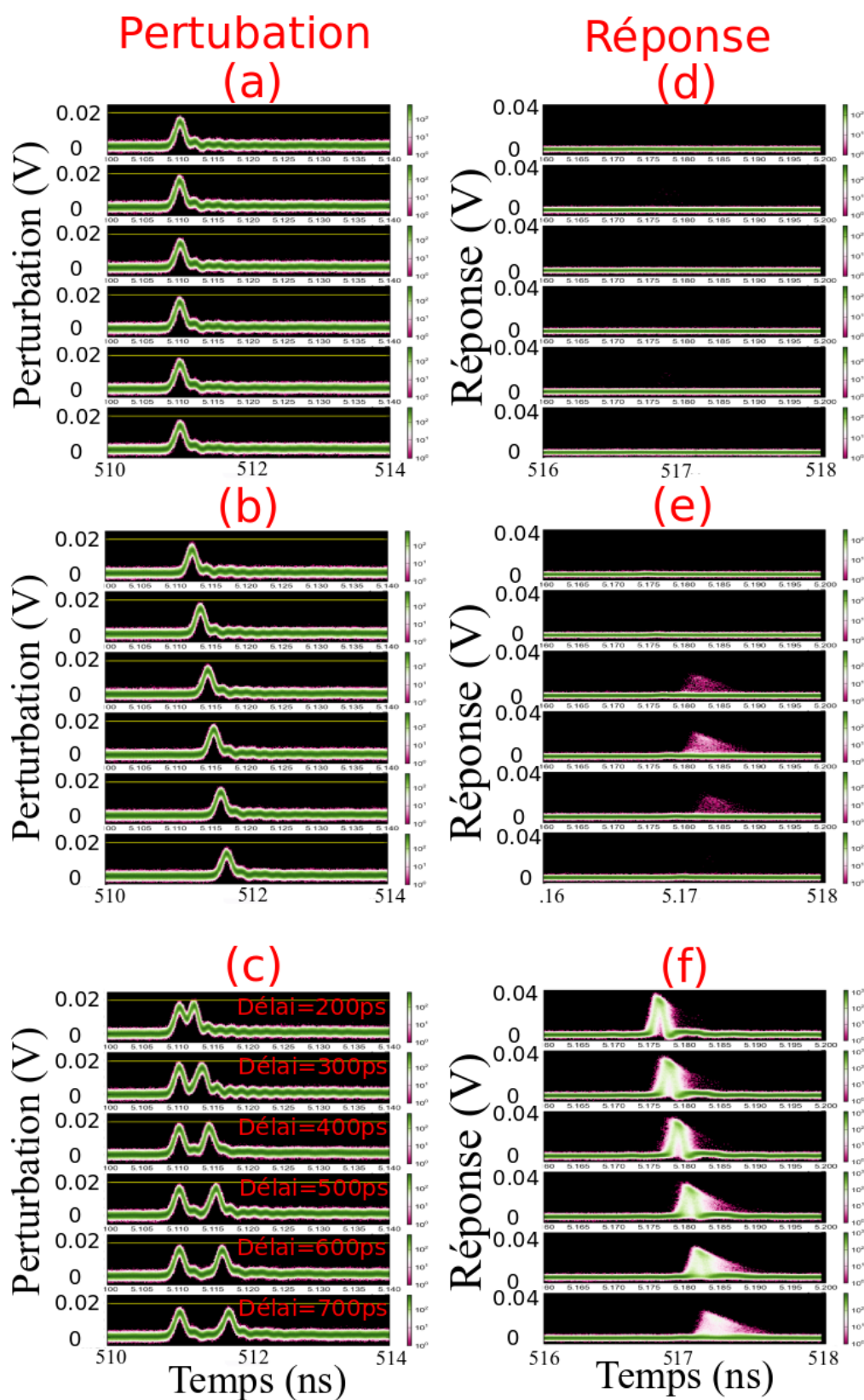


FIGURE 5.2.4 – 3 sets de 6 panels de 10000 séquences de perturbation (panels de gauche) et de réponse (panels de droite).

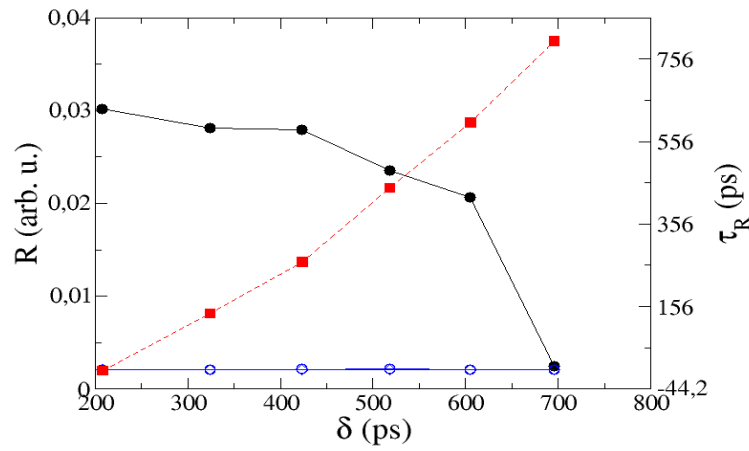


FIGURE 5.2.5 – Moyenne des maxima de réponse  $R$  à deux perturbations successives séparées par un délai  $\delta$  (cercles noirs pleins, ligne continue). Cercles et carrés bleu : réponse individuelle à chaque perturbation directe et retardée seule. Carrés rouges pleins : délai/réponse moyenne pour les deux impulsions.

suppose que sans perturbation du système  $I=0$  donc l'équation de l'évolution du gain devient :

$$\dot{G} = b_1\mu - b_1G$$

et par la suite on obtient :

$$\dot{G} + b_1G = b_1\mu$$

La résolution de cette équation donne à l'ordre 1 en  $\beta$  :

Pour  $0 \leq t \leq t_p$

$$G(t) = G_{ss} + \delta\mu_1 \exp\left(\frac{-b_1 t}{1 + I_{ss}}\right)$$

$$G_{ss} = \frac{\mu_1}{1 + I_{ss}}$$

$$G_{ss} = 2.449$$

$$I_{ss} = 0.000298$$

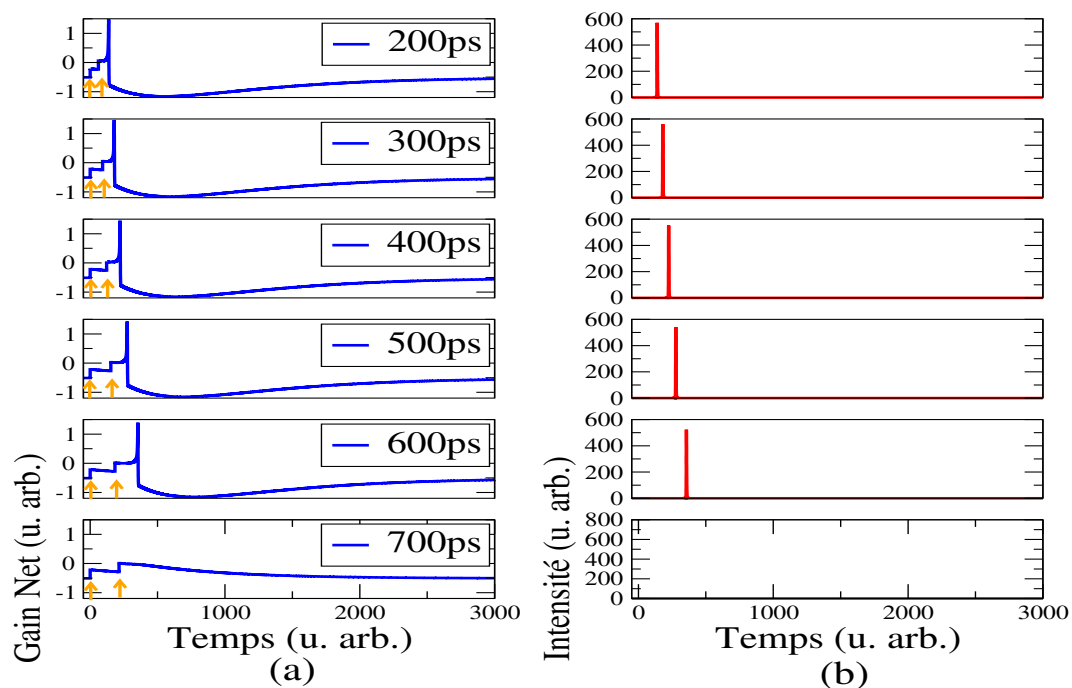


FIGURE 5.2.6 – (a) Gain net et (b) : intensité calculés numériquement avec le modèle de Yamada pour deux impulsions de perturbation avec des délais de 61, 92, 122, 153, 184 et 215 correspondant à des délais physiques allant de 200ps à 700ps.

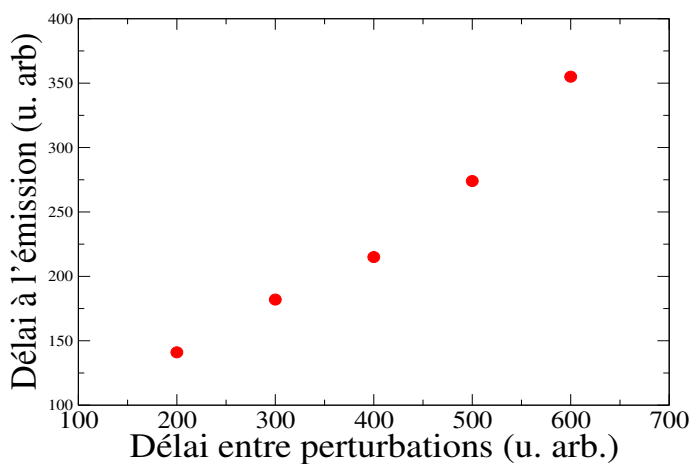


FIGURE 5.2.7 – Simulations numériques du délai à l'émission de la réponse excitable du micropilier à deux impulsions de perturbation en fonction du délai.

pour les paramètres utilisés en 4.2.1.2 du chapitre 4.

$\delta\mu_1$  représente l'amplitude de la première impulsion de perturbation.

Pour  $t_p < t$

$$G(t) = G_{ss} + \delta\mu_1 \exp\left(\frac{-b_1 t}{1 + I_{ss}}\right) + \delta\mu_2 \exp\left(\frac{-b_1 (t - t_p)}{1 + I_{ss}}\right)$$

$\delta\mu_2$  représente l'amplitude de la deuxième impulsion de perturbation.

Cas symétrique :  $\delta\mu_1 = \delta\mu_2 = \delta\mu_0 = 0.3$

Ici on étudie le cas où les deux perturbations sont identiques ayant une amplitude  $\delta\mu_1 = \delta\mu_2 = \delta\mu_0 = 0.43$ .

Pour  $0 \leq t \leq t_p$ ,

$$G = G_{ss} + \delta\mu_0 \exp\left(-\frac{b_1 t}{1 + I_{ss}}\right)$$

$$\Gamma = G - Q - 1$$

Donc,

$$\Gamma = G_{ss} + \delta\mu_0 \exp\left(-\frac{b_1 t}{1 + I_{ss}}\right) - Q_{ss} - 1$$

Pour  $t_p \leq t$ ,

$$\Gamma_1 = G_{ss} + \delta\mu_0 \left[ \exp\left(-\frac{b_1 t}{1 + I_{ss}}\right) + \exp\left(-\frac{b_1 (t - t_p)}{1 + I_{ss}}\right) \right]$$

La figure 5.2.8 montre la solution générale calculée numériquement avec le modèle de Yamada (courbe noire) et la solution analytique avant déclenchement de l'impulsion et sous le seuil excitable au premier ordre de  $\beta$ . A cet ordre de  $\beta$ , on a un bon accord entre les deux solutions.

Le délai à l'émission a été également étudié numériquement (Fig.5.2.7). On observe qualitativement le même comportement du délai d'émission en fonction du temps écoulé entre les deux impulsions de perturbation.

Les simulations effectuées précédemment ne tenaient pas compte de la présence du bruit. Les simulations présentées sur la figure 5.2.9 ont été faites avec 200 séquences en présence d'un bruit sur l'amplitude de la perturbation pour étudier la



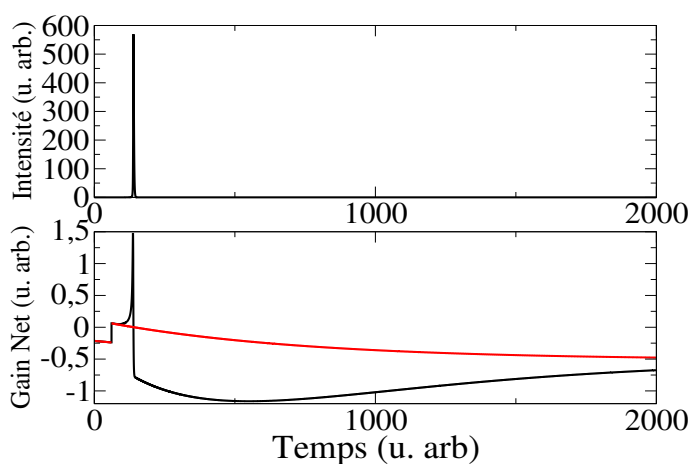


FIGURE 5.2.8 – En noir : solution générale calculée numériquement avec le modèle de Yamada. En rouge : solution analytique avant déclenchement de l'impulsion calculée avec le modèle de Yamada à l'ordre 1 de  $\beta$ . Paramètres :  $\delta\mu_0 = \delta\mu_1 = \delta\mu_2 = 0.3$ ,  $\mu_1 = 2.48$  Délai = 200ps.

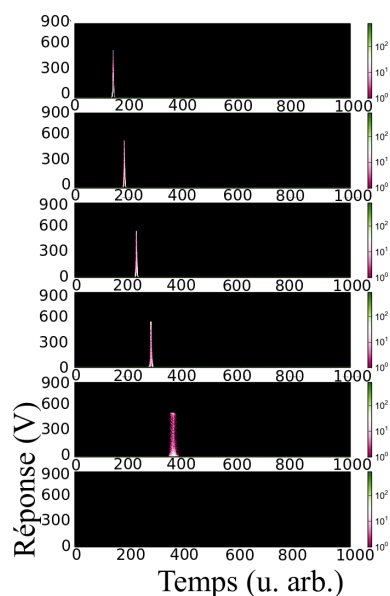


FIGURE 5.2.9 – Simulations de la réponse du micropilier laser à AS à deux impulsions de perturbations en présence de bruit sur le gain (cf texte) pour des délais identiques à ceux de la Fig.5.2.6 et pour 200 réalisations du bruit. Paramètres de simulations :  $\mu_1 = 2.48$ ,  $\delta\mu_1 = \delta\mu_1 = 0.3$ ,  $b_1 = 0.0014$  et  $b_2 = 0.0028$ .

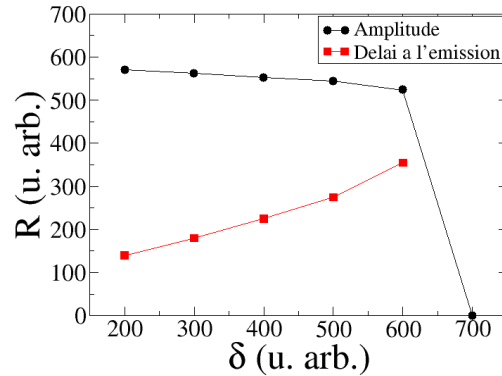


FIGURE 5.2.10 – Simulations numériques des maxima de réponse  $R$  à deux perturbations successives séparées par un délai  $\delta$  (cercles noirs pleins, ligne continue). Carrés rouges pleins : délai d'émission de la réponse excitable.

statistique des fluctuations des pulses déclenchés. Pour ce faire, nous avons utilisé un générateur gaussien de moyenne  $\mu$  et d'écart type  $\sigma$  :  $\text{Gauss}(\mu, \sigma)$ . Quand on met du bruit, on remarque une fluctuation des temps de déclenchement des impulsions surtout pour des perturbations près du seuil excitable. On remarque aussi que plus le délai entre les deux perturbations augmente plus la dispersion des temps de déclenchement est grande (Fig.5.2.9). Ceci est dû au fait que pour une amplitude fixée des impulsions de perturbations, quand le délai  $\delta$  est petit, la sommation de ces perturbations permet au système de franchir facilement le seuil excitable alors que pour un grand délai  $\delta$ , la sommation des deux perturbations produit une excitation totale qui est de part et d'autre du seuil excitable, et donc potentiellement très proche de ce dernier. Si l'on s'intéresse au franchissement du seuil excitable, il y a un ralentissement non-critique et par conséquent un temps de retard qui augmente pour le déclenchement d'impulsion excitable. La figure 5.2.10 montre l'évolution de l'amplitude de l'impulsion excitable déclenchée ainsi que le délai à l'émission. On observe un bon accord qualitatif entre ces simulations numériques et les mesures expérimentales affichées sur la figure 5.2.5.

La sommation temporelle peut se faire avec un nombre quelconque d'impulsions d'entrées pour un choix adéquat des valeurs des amplitudes des impulsions ainsi que du délai entre deux impulsions successives. La figure 5.2.12 montre le gain net (en bleu) et l'intensité de réponse (en rouge) à 5 impulsions de perturbations arrivant avec un délai de 200ps calculés numériquement. Les  $N-1$  premières impulsions ne

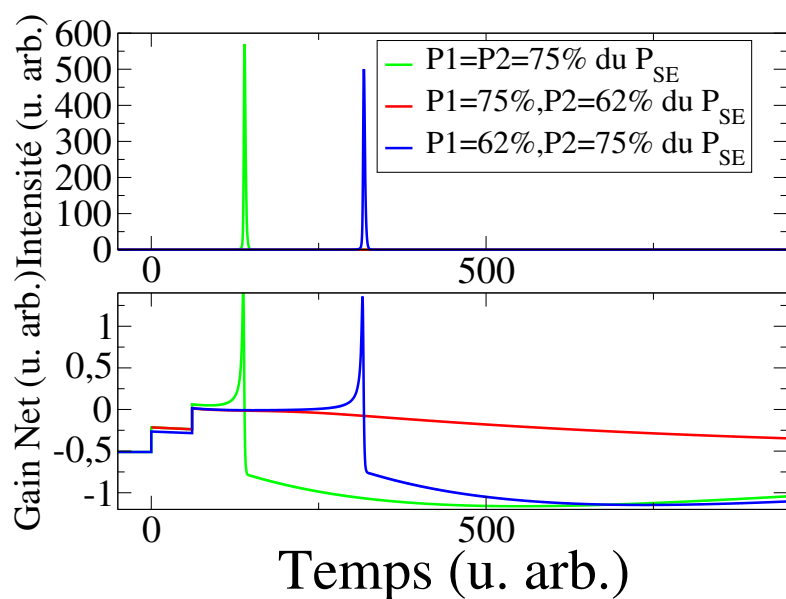


FIGURE 5.2.11 – Simulations numériques de l'intensité et du gain net pour deux perturbations d'amplitudes respectivement de l'impulsion directe et celle retardée (en vert) : 75%, 75%, (en rouge) : 75%, 62% et en bleu 62% et 75% par rapport au seuil excitable  $P_{SE}$ .

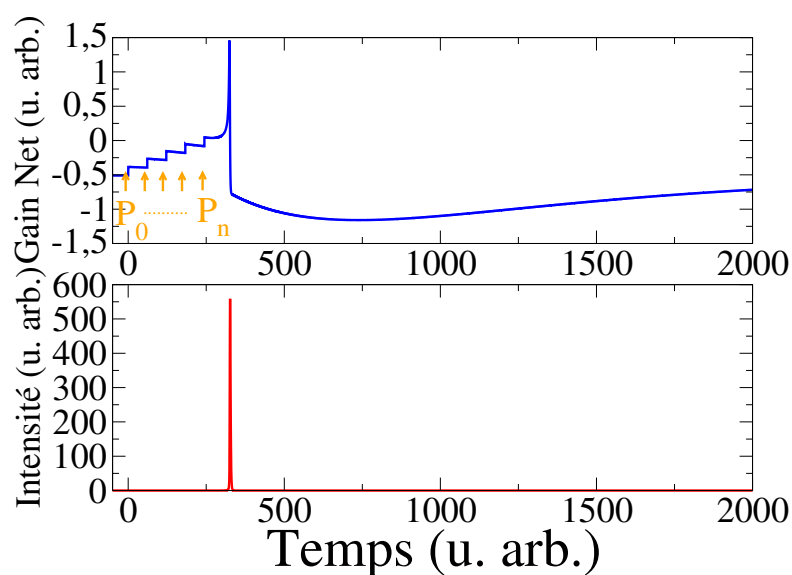


FIGURE 5.2.12 – Simulations numériques de l'intensité de la réponse (en rouge) et gain net du micropilier laser à AS (en noir) à 5 impulsions de réponse avec un délai de 200ps et une amplitude  $\delta\mu_i = 0.3$ .  $\mu_1 = 2.48$ .

sont pas suffisantes pour déclencher une impulsion excitable. La  $N^{\text{ième}}$  impulsion permet au système de dépasser le seuil excitable et émettre une réponse excitable.

### 5.2.2.3 Influence de la symétrie des amplitudes des perturbations

Les mesures réalisées précédemment ont été effectuées avec deux impulsions de même amplitude. Je me suis également intéressé à l'influence d'une asymétrie de l'amplitude des perturbations sur la réponse du micropilier.

Les conditions des mesures sont identiques à celles utilisées précédemment. La première série de mesures consiste à laisser l'amplitude de la première impulsion à environ 75% du seuil excitable et à fixer celle de la deuxième impulsion à environ 60% du même seuil (Fig.5.2.13). La deuxième série de mesures consiste à fixer l'amplitude de la première impulsion à environ 60% du seuil excitable et celle de la deuxième impulsion à environ 75% du même seuil (Fig.5.2.14). Il faut noter que le changement d'amplitude est assurée par une lame  $\lambda/2$  et que la vraie puissance de l'impulsion de perturbation qui arrive sur le micropilier dépend aussi du pourcentage de couplage de cette puissance dans le micropilier. En tout cas, la technique utilisée consiste à partir de la situation symétrique, vérifier que chaque perturbation donne la même réponse. Ensuite, on déséquilibre les puissance des deux bras de la ligne à retard avec la lame  $\lambda/2$ . Sur ces figures on observe que le cas où l'amplitude de la seconde impulsion de perturbation est plus grande que celle de la première impulsion de perturbation est plus favorable pour la sommation temporelle. Les simulations numériques présentées sur la figure 5.2.11 sont en accord qualitatif avec les mesures.

### 5.2.2.4 Sommatation avec injection cohérente

La sommation temporelle avec des impulsions de perturbation résonnantes avec la cavité a été également mise en évidence expérimentalement. Des doubles impulsions de perturbation à 75% du seuil excitable et à une longueur d'onde  $\lambda = 980.47nm$  sont envoyées sur le micropilier. Les résultats des mesures sont affichés sur la figure 5.2.15. On remarque sur cette figure qu'on obtient une sommation temporelle seulement pour les délais 200ps et de 300ps. Ceci est dû au fait que le pompage utilisé pour ces mesures à injection résonante est plus faible par rapport au pompage au seuil d'auto-pulsation. Par conséquent le seuil excitable devient plus grand. Seuls les délais de 200ps et de 300ps permettent le micropilier de dépasser le seuil excitable.

Comme pour les mesures d'excitabilité avec des impulsions résonnantes avec la cavité, il est également difficile de procéder à ces mesures dans le cas de la sommation car la résonance de la cavité change avec le pompage et que le système est sensible aux moindres fluctuations de températures (du Peltier par exemple).

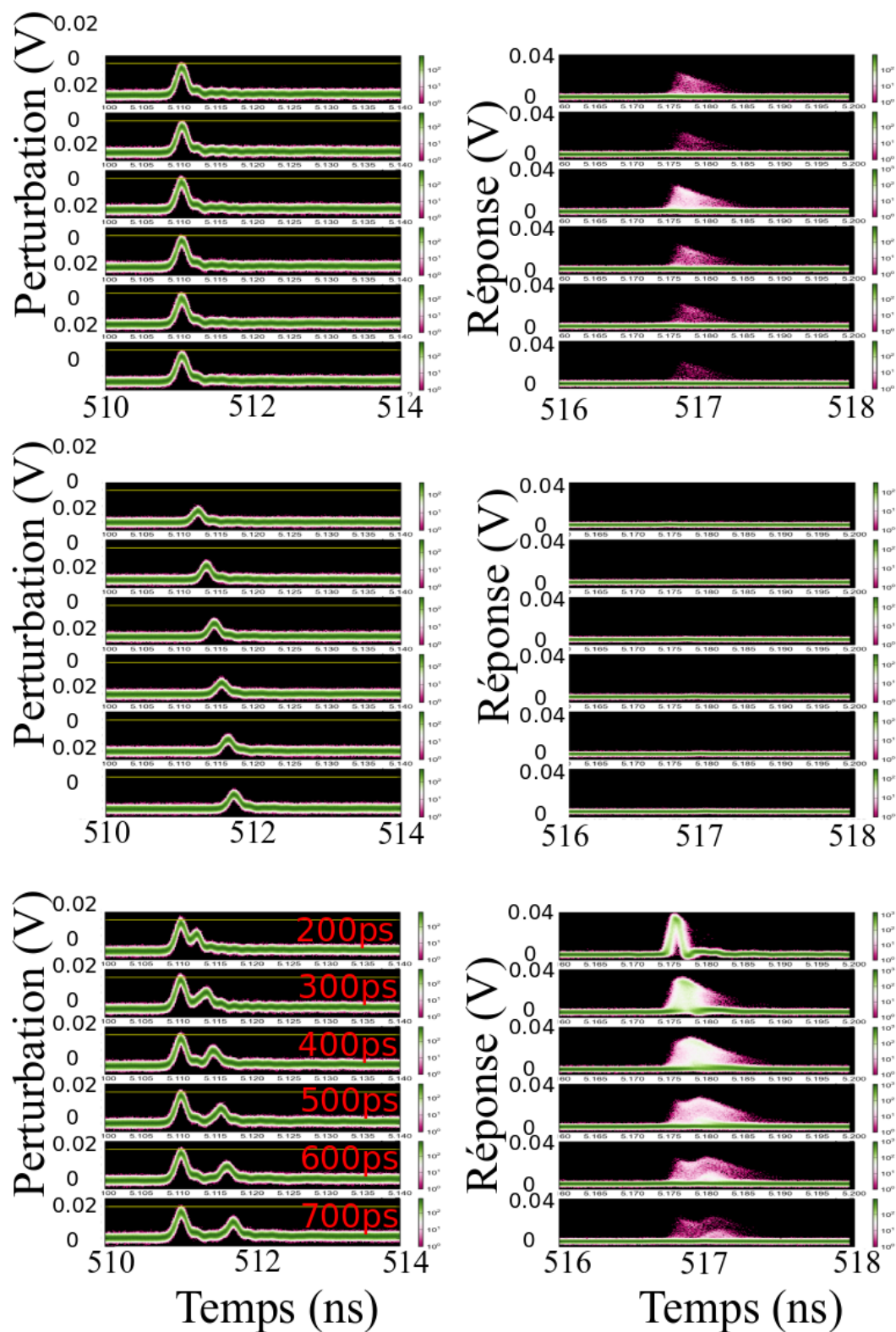


FIGURE 5.2.13 – Enregistrement de 10000 séquences de perturbations et les réponses correspondantes du micropilier. L'amplitude des impulsions directes correspond à 75% du seuil excitable et celle des impulsions retardées à 62%.

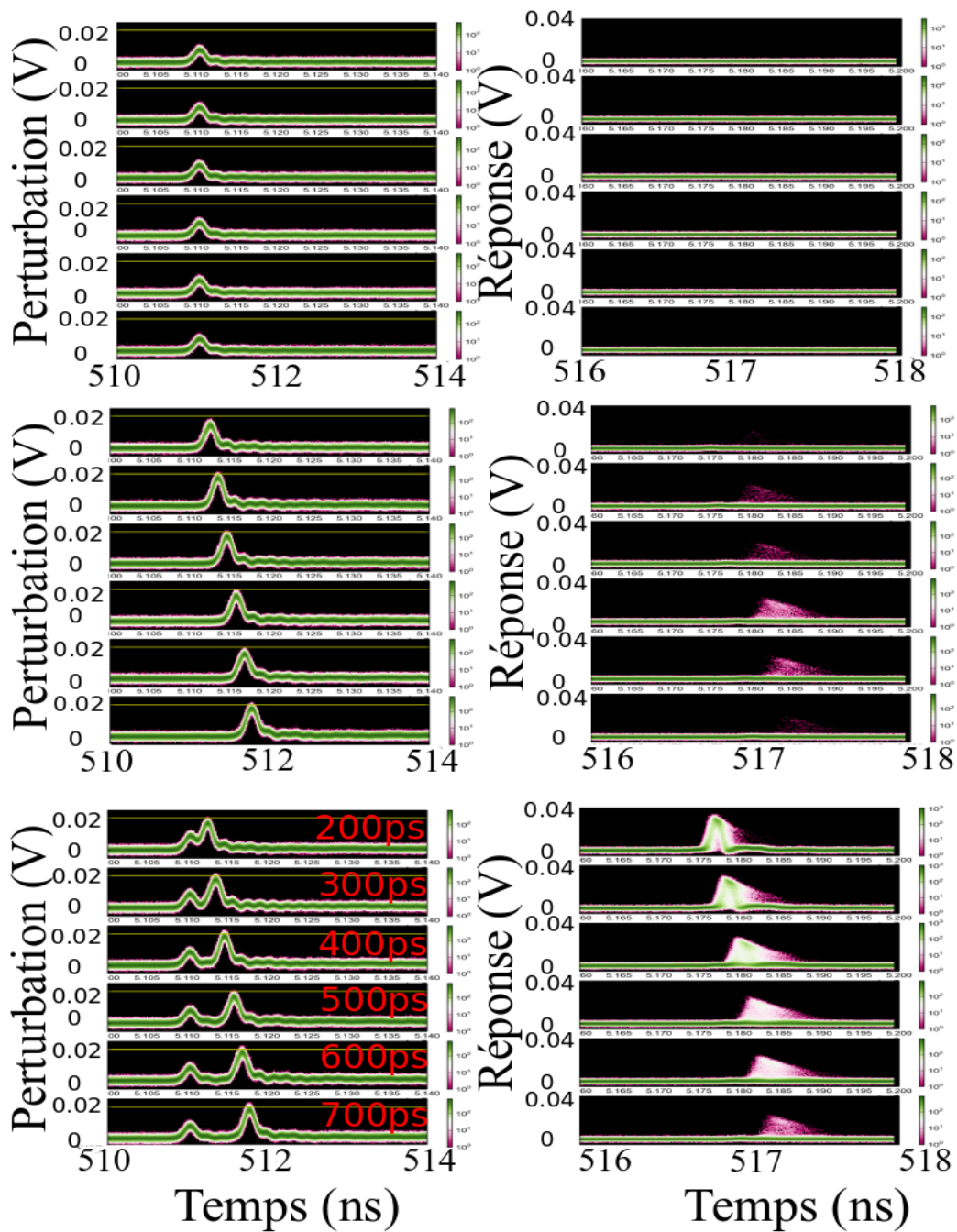


FIGURE 5.2.14 – Enregistrement de 10000 séquences de perturbations et les réponses correspondantes du micropilier. L'amplitude des impulsions directes correspond à 62% du seuil excitable et celle des impulsions retardées à 75%.

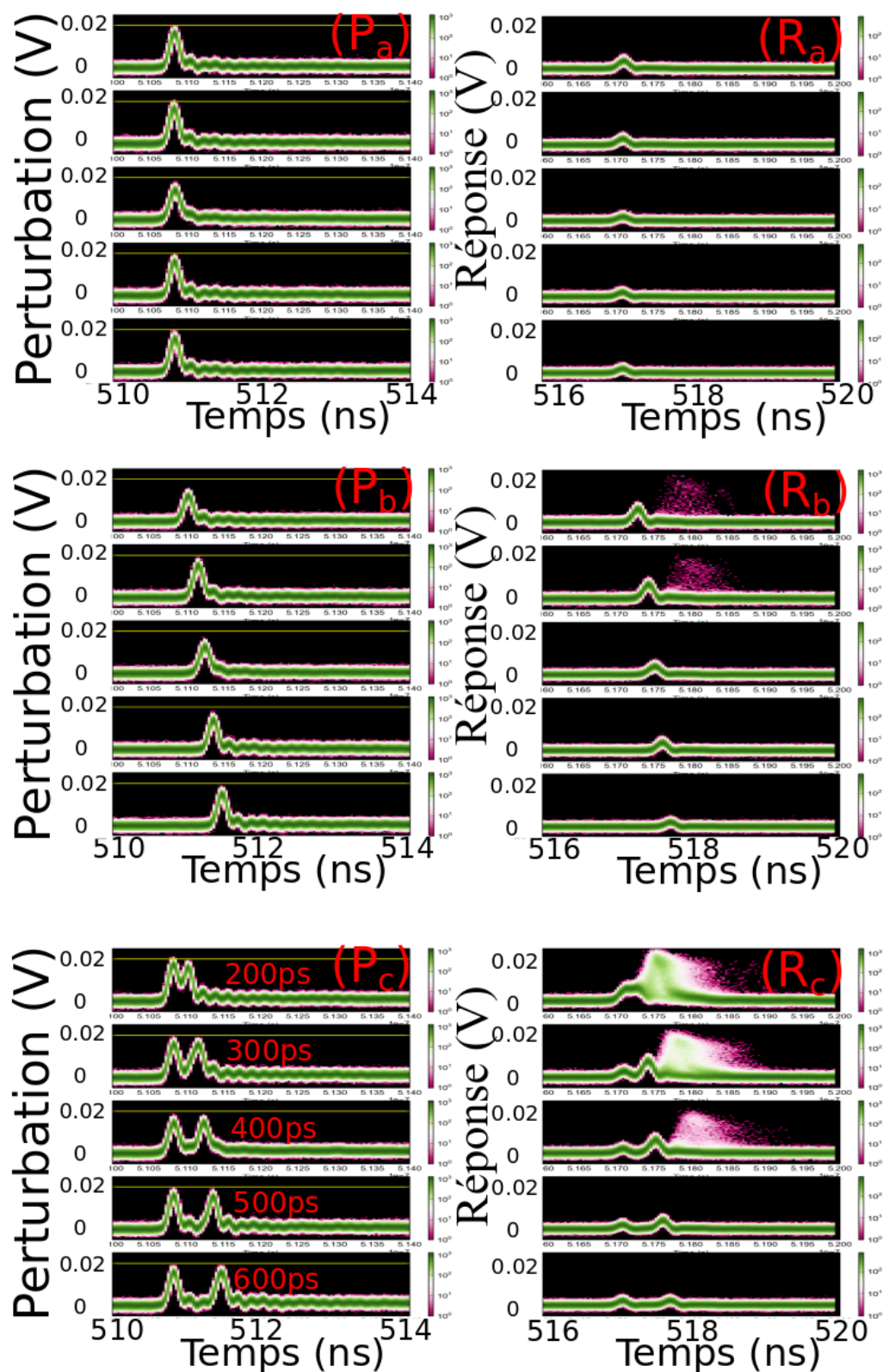


FIGURE 5.2.15 – Enregistrement de 10000 séquences d’impulsions de perturbations ( $P_a$ ) : directes, ( $P_b$ ) : retardées, ( $P_c$ ) : directes en retardées et de la réponse du micropilier respectives  $R_a$ ,  $R_b$  et  $R_c$ . Les délais entre impulsions de perturbation vont de 200ps à 650ps.

## 5.3 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai démontré expérimentalement l'existence des périodes réfractaires relative (entre 200 et 350ps) et absolue (200ps) dans un micropilier laser à AS. L'origine physique des périodes réfractaires peut se comprendre en étudiant l'évolution des densités des porteurs. Après le déclenchement d'une impulsion excitable, le milieu à gain est déplété dans la zone à gain sur le front montant de l'impulsion (émission stimulée). Immédiatement un mécanisme de recouvrement des porteurs s'enclenche sous l'effet du pompage optique maintenu. L'émission d'une deuxième impulsion excitable après une première réponse suite à deux perturbations consécutives dépend du niveau de déplétion des milieux à gain et à AS. L'évaluation de la période réfractaire absolue dans un système excitable est primordiale si on souhaite utiliser ce système pour faire des traitements neuro-mimétiques de l'information. Par exemple, pour faire du codage temporel par temps d'impulsions, la période de l'échantillonnage est modulée par la période réfractaire absolue. C'est-à-dire que pendant cette période, aucune information nouvelle ne peut être codée. Après l'arrivée de la première impulsion de perturbation, la deuxième impulsion de perturbation va trouver un système avec un nouveau seuil excitable. C'est-à-dire que le système tient compte de son histoire passée et effectue une modification dynamique de son seuil excitable. Il possède donc un « seuil excitable dynamique ». L'émission d'une réponse excitable dans ce cas n'est possible que si l'amplitude de la deuxième impulsion permet de dépasser le nouveau seuil excitable. La période réfractaire est aussi responsable de la propagation unidirectionnelle de la réponse excitable dans des systèmes de cellules excitables couplées. Par exemple en couplant plusieurs micropiliers on peut propager la réponse excitable de proche en proche, et de façon unidirectionnelle du fait de l'existence de la période réfractaire. Dans le chapitre 6, je présenterais les mesures des premiers effets de propagation dans une chaîne de micropiliers couplés.

J'ai également mis en évidence expérimentalement la capacité d'un micropilier laser à AS à additionner temporellement des impulsions de perturbation chacune sous le seuil excitable. Des simulations utilisant le modèle de Yamada ont montré un excellent accord avec les mesures. On définit le délai critique de sommation temporelle pour un micropilier. C'est le délai temporel entre les deux impulsions de perturbation au delà duquel le micropilier ne peut jamais additionner ces perturbations. Pour le micropilier étudié le seuil de sommation est d'environ 700ps. Donc le micropilier se comporte comme une porte logique ET contrôlée par le délai temporel. D'où la possibilité d'utiliser le micropilier comme unité opératoire pour effectuer certaines opérations logiques tout-optiques ou pour des détecteurs de coïncidences. Dans la nature, on trouve ce type de sommation temporelle chez les « chouettes ». Ces dernières utilisent le décalage de l'onde sonore entre les deux



oreilles pour localiser les proies.

L'influence d'une asymétrie des amplitudes des perturbations sur la sommation temporelle a été étudié expérimentalement et numériquement. Les premiers résultats sont encourageant mais on reste prudent par rapport à la maîtrise du « vrai » pourcentage de puissance couplée dans le micropilier.

Les périodes réfractaires et la sommation temporelle qui existent aussi dans les neurones prouvent que le micropilier possède une mémoire. Il répond à une N<sup>ième</sup> perturbation en fonction de son état antérieur résultant des (N-1) perturbations précédentes.

En conclusion, toutes ces propriétés que nous avons démontrées font que le micropilier laser à AS un composant intéressant pour des traitements tout-optiques et de type neuronal de l'information. Plusieurs pistes sont possibles : codage par temps d'impulsion, détection de coïncidence à plusieurs entrées, portes logiques contrôlée par le délai. Dans le chapitre qui suit, je vais présenter les premiers résultats sur des micropiliers lasers à AS couplés.

## Chapitre 6

# Propagation d'excitations dans des structures 1D

### 6.1 Introduction

La propagation d'ondes excitables a été démontrée pour la première fois dans les réactions chimiques [Field 85]. Des ondes chimiques spirales apparaissent (Fig.6.1.1). Ces ondes chimiques excitables ont des temps caractéristiques de propagation de l'ordre de la minute et ont la particularité de s'annihiler quand elles se croisent.

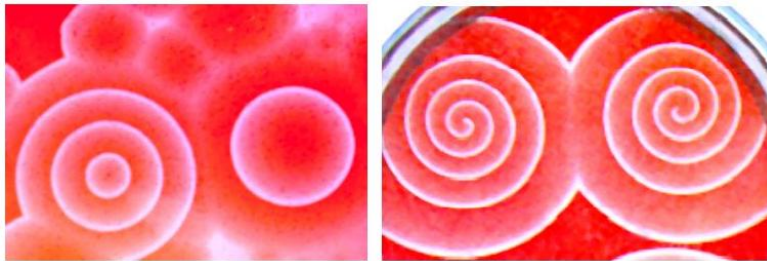


FIGURE 6.1.1 – Exemples d'ondes chimiques spirales excitables.

En électronique, des circuits excitables décrits par le modèle FitzHugh-Nagumo (FHN), qui décrit également certains types de lasers à semi-conducteur excitables, ont été réalisés [Jacquir 06, Kasantsev 12]. Ces circuits ont été utilisés pour propager une impulsion électrique excitable. Cette dernière a une durée de quelques  $\mu s$  ce qui est de 5 ordres de grandeurs plus long que la durée d'une réponse excitable dans un micropilier laser à AS. L'excitabilité et la propagation dans deux unités excitables couplées ont été également mises en évidence dans un circuit électronique non-linéaire qui simule le modèle de FHN en utilisant des amplificateurs opérationnels avec rétroaction [Weicker 14].

En optique, des solitons propagatifs (non excitables) ont été mis en évidence numériquement dans des modèles de lasers à AS unidimensionnels [Rozanov 95]. Une propagation d'"onde auto-confinée" a été observée dans [Marino 05] où une impulsion de durée  $1\mu s$  environ est créée au centre d'un système excitable bidimensionnel et un de ses fronts se propage en 2ns sur une longueur de  $16.5\mu m$ . Durant cette propagation, l'onde s'atténue presque totalement à cause d'instabilités spatiales et de la petite taille du système. On ne peut donc pas parler de propagation d'onde dans ce cas puisque cette dernière est totalement amortie (en 2ns) avant même d'avoir parcouru environ  $1/500$  de sa taille. Le transfert d'impulsions excitables a aussi été étudié dans des systèmes discrets comme deux lasers à boîtes quantiques couplés avec délai [Kelleher 10]. Dans cet article, l'excitation d'une cavité entraîne l'excitation de la deuxième cavité qui permet d'obtenir des oscillations auto-entretenues dans certains régimes. La propagation a été également mise en évidence avec des « micro-rings » couplés [Vaerenbergh 12, Coomans 12]. Dans des systèmes excitables, les ondes peuvent s'annihiler en se croisant ou non, et cela a été étudié théoriquement dans [Couillet 98] dans un modèle simplifié de laser injecté (équation de Sine-Gordon en régime super-amorti). En utilisant cette propriété, des solitons excitables ont été utilisés pour démontrer numériquement la réalisation de portes logiques tout-optiques [Jacobo 10].

L'étude de la propagation d'ondes excitables dans des micropiliers laser à AS couplés constitue une brique pour la réalisation de réseaux de neurones photoniques. En effet, la propagation de l'influx nerveux dans un neurone est assurée par l'axone et se fait de proche en proche en général. L'axone permet donc d'acheminer la réponse d'un neurone vers d'autres neurones ce qui permet l'interconnexion entre les différentes cellules du réseau neuronal. Par analogie avec les réseaux neuronaux, on pourrait réaliser des réseaux photoniques avec des micropiliers à AS. Dans ce réseau, on pourrait implémenter par exemple des portes logiques et des circuits mémoires. Pour ce faire, il est nécessaire d'assurer la connexion entre les différentes portes logiques et les circuits mémoires. Cette connexion pourrait être réalisée par des structures 1D : des structures linéaires de lasers que nous appellerons « lasers lignes » ou des chaînes de micropiliers couplés, qui seront étudiés dans ce chapitre.

Le couplage entre les micropiliers dépend de la distance entre les centres des micropiliers (voir chapitre 2). Il existe des régimes de propagation différents selon les régimes de couplage. En particulier le régime de propagation de proche en proche n'est observable que pour des couplages faibles ( $\kappa \ll 1$ ). En effet, le temps de génération de l'impulsion dans une cavité doit être petit devant le temps de couplage avec la cavité voisine, sinon la lumière générée dans la cavité suite à la perturbation va s'échapper dans la cavité voisine du fait du couplage avant que l'impulsion ne se déclenche. La vitesse de propagation peut être contrôlée à la fois

par le couplage entre les cavités (au niveau de la fabrication) ou par le pompage des cavités. Cette dernière méthode pourrait être exploitée pour donner la propriété de plasticité au réseau de micropiliers. La plasticité est une propriété importante dans les neurones et permet entre autres les tâches d'apprentissage. Elle correspond à la possibilité pour un neurone de se développer ou de régresser en fonction de son implication dans un réseau. On pourrait donc utiliser des formes spécifiques du pompage pour favoriser ou défavoriser l'émission de certaines cavités.

Des mesures préliminaires de propagation d'excitations ont été réalisées sur des chaînes de micropiliers et des lasers ligne et sont présentées dans ce chapitre. Ces mesures ont été rendues difficiles du fait du faible nombre de structures lasers émettant de la lumière après fabrication et de la courte durée de vie des lasers qui fonctionnaient. Seules les chaînes de micropiliers fortement couplés et les structures lasers lignes ont en premier lieu été exploitables parce que leurs flancs de gravure ont une surface moindre. La surface gravée des flancs contrôle les pertes non radiatives qui sont plus grandes dans des chaînes de micropiliers faiblement couplés. Nous avons donc commencé cette étude avec des lasers lignes et des chaînes avec un fort couplage bien que ces structures ne soient pas dans le régime recherché de faible couplage. Cette observation a fortement motivé les études que j'ai menées sur l'amélioration de la gravure par ICP pour augmenter le nombre de chaînes exploitables et leur durée de vie (voir chapitre 3). Cela a permis de commencer à étudier des chaînes dans le régime de faible couplage, étude qui est présentée également ci-dessous.

## 6.2 Résultats expérimentaux

Dans cette section je présente les résultats expérimentaux obtenus sur la propagation d'excitations dans plusieurs types de structures : des lasers lignes (Fig.6.2.1.a), des chaînes de micropiliers très couplés (Fig.6.2.1.b) et des chaînes de micropiliers peu couplés (Fig.6.2.1.c).

### 6.2.1 Propagation dans un laser ligne

La structure ligne étudiée a une longueur de  $80\mu m$  et une largeur de  $5\mu m$ . Elle est configurée dans le régime excitable avec un pompage égal à 85% du seuil d'auto-pulsations. Des impulsions de perturbations de longueur d'onde  $\lambda = 797nm$  et de taille d'environ  $5\mu m$  sont envoyées sur une extrémité de la structure. La figure 6.2.2 montre une image moyennée obtenue avec une caméra CMOS de deux lasers lignes pompés dans les conditions précédemment décrites et où seule la structure du centre (structure entourée par un parallélogramme en rouge) est perturbée par un train d'impulsions de 80ps de durée. Le laser ligne entouré par un parallélogramme

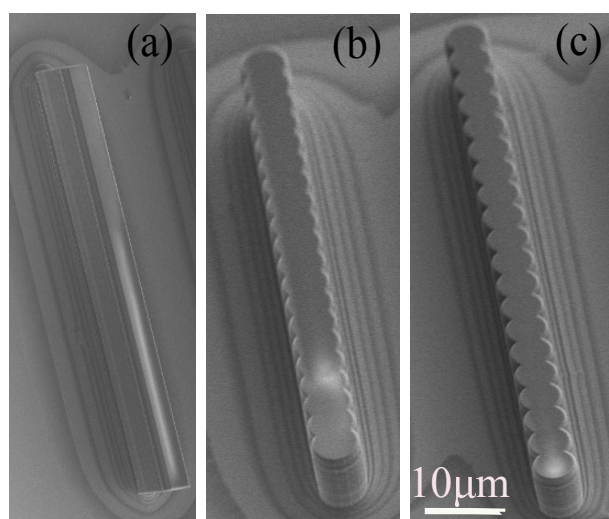


FIGURE 6.2.1 – Images au MEB de 3 structures lasers à AS. (a) : Structure ligne 1D, (b) : chaîne de 20 micropiliers de  $5\mu m$  de diamètre fortement couplés, (c) : chaîne de 20 micropiliers de  $5\mu m$  de diamètre faiblement couplés.

en jaune n'est pas perturbé par le train d'impulsions. Le faisceau rouge sur la figure représente les impulsions de perturbations et indique l'endroit de la perturbation. Les flèches en noir indiquent le sens de la propagation de l'excitation. On remarque sur cette figure qu'une excitation à peu près centrée de la structure entraîne la propagation de celle-ci dans les deux sens. On observe sur cette figure que la présence de la perturbation en une zone très localisée permet d'éclairer toute la ligne. Ceci est un signe de propagation dans cette ligne. J'ai utilisé deux détecteurs de 90ps de temps de montée (4GHz de bande passante) pour les mesures des traces temporelles. Ces détecteurs sont déplacés en différents points de la ligne. Le premier détecteur (D1) est placé à l'endroit où la perturbation est appliquée. Le deuxième détecteur (D2) est balayé entre la position de D1 et l'extrémité de la ligne.

Sur la figure 6.2.3 les traces temporelles enregistrées simultanément par le détecteur D1 et D2 sont présentées. On remarque que les réponses détectées par le détecteur fixe interviennent toutes au même instant. Ceci est normal puisqu'on détecte au même endroit où la perturbation est appliquée et que la position de la perturbation ne change pas. Alors que les traces détectées par D2 présentent un décalage temporel de 120ps accompagné par une atténuation linéaire de l'amplitude de la réponse (Fig.6.2.4.a). Ce décalage correspond à la propagation de l'excitation créée à  $x=0$ . On observe également sur cette figure deux régimes de propagation : le premier correspond à un régime « lent » où  $8\mu m$  ont été parcourus en 100ps environ ce qui correspond à une vitesse de  $V_1 = 80\mu m/ns$ . Un deuxième régime

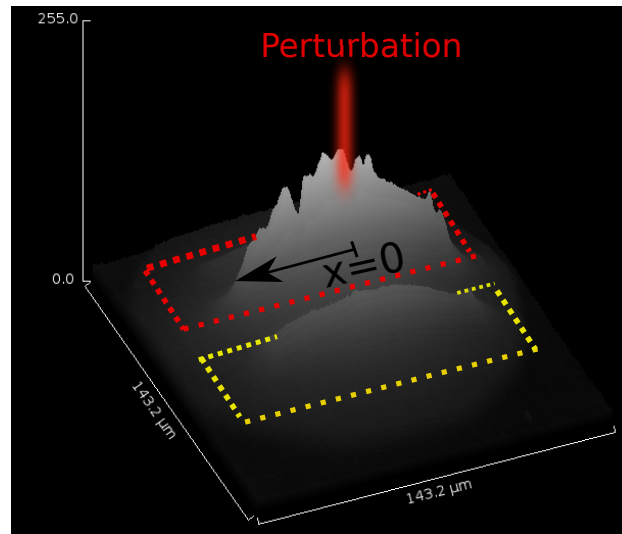


FIGURE 6.2.2 – Image en 3D avec une caméra CMOS de deux structures lignes pompées sous le seuil d'auto-pulsations. Seule la structure entourée en pointillé en rouge est perturbée (faisceau en rouge).

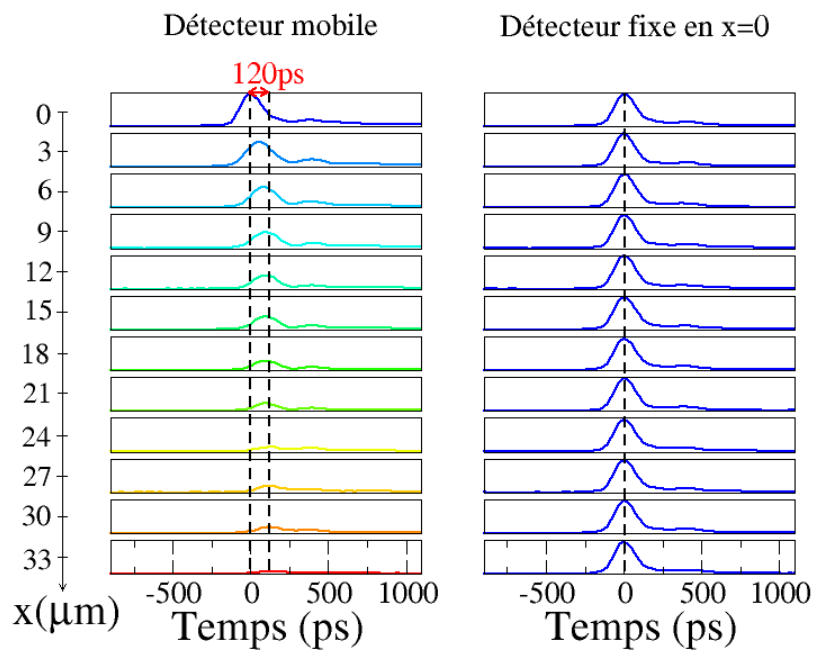


FIGURE 6.2.3 – Traces temporelles "single-shots" de la réponse d'une structure ligne à une perturbation en une extrémité de cette ligne (en  $x=0$ ). La position du détecteur  $D_1$  est maintenue fixe et celle du détecteur  $D_2$  est déplacée d'environ  $33\mu m$  avec un pas de  $3\mu m$ .

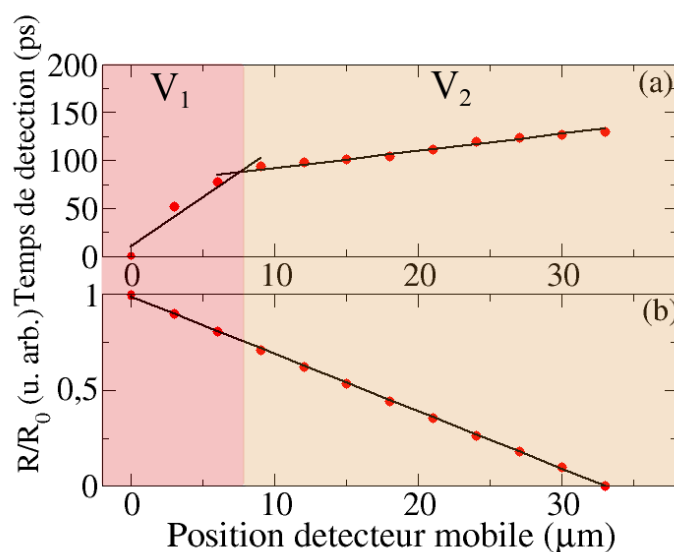


FIGURE 6.2.4 – Réponse d'une structure ligne laser à AS à une perturbation à une extrémité ( $x=0$ ). Un détecteur mobile est balayé sur la ligne pour suivre la propagation de la réponse. (a) : délai d'arrivée du pic de la réponse (b) : amplitude du pic de la réponse.

dit « rapide » où l'onde s'est propagée d'environ  $30\mu\text{m}$  en  $20\text{ps}$  ce qui correspond à une vitesse de  $V_2 = 1500\mu\text{m}/\text{ns}$ . L'existence de ces deux régimes n'est pas tout à fait élucidée mais le régime lent pourrait correspondre au processus de démarrage de la propagation et le régime rapide à un régime de propagation d'une onde dans le cas d'un couplage fort. Des études numériques complémentaires sont projetées.

On remarque aussi l'atténuation linéaire de l'amplitude de l'excitation (Fig.6.2.4.b). Cette atténuation de l'amplitude peut être due en partie à la non uniformité résiduelle du pompage (le maximum du pompage est au centre de la structure et diminue en s'éloignant du fait d'imperfections dans le système d'imagerie de la pompe). Il peut aussi résulter d'une instabilité de l'excitation ainsi générée due à la différence entre la vitesse de l'excitation des porteurs et de celle du champ. Cette atténuation est aussi prévue dans l'article [Marino 04], où avec une structure 2D et un pompage uniforme une atténuation du front propagatif est observée expérimentalement et numériquement. Dans cet article, l'atténuation a été reliée au changement local du seuil excitable due à l'instabilité du champ intracavité. Ceci est cohérent avec nos mesures où l'on a observé l'atténuation de l'onde qui se propageait. Des études numériques sont nécessaires pour clarifier ce point et sont projetées.

## 6.2.2 Propagation d'excitations dans une chaîne de micropiliers

### 6.2.2.1 Fort couplage

J'ai étudié la propagation d'excitation dans des chaînes de micropiliers laser de  $5\mu m$  de diamètre fortement couplés. La distance entre centre de deux piliers voisins est  $d = 2.915\mu m$  ce qui correspond à un facteur de couplage  $2\kappa/\gamma_d = 0.48$  où  $\gamma_d = 3.26ps$ . La même technique de mesure que celle décrite dans la sous-section 6.2.1 été utilisée. La figure 6.2.5 montre les traces temporelles suite à une seule impulsion de perturbation à l'extrémité de la chaîne en  $x=0$ . Ces traces sont mesurées à l'aide des deux détecteurs D1 et D2 où D1 est maintenu fixe au niveau du premier pilier excité et D2 est décalé le long de la chaîne avec un pas de  $5\mu m$ . Les maxima des amplitudes mesurées par le détecteurs D2 sont affichés sur la figure 6.2.6b. Similairement à l'observation dans le laser ligne, l'amplitude de l'excitation diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la position de la perturbation en  $x = 0$ . En revanche, l'atténuation n'est plus linéaire comme observé précédemment.

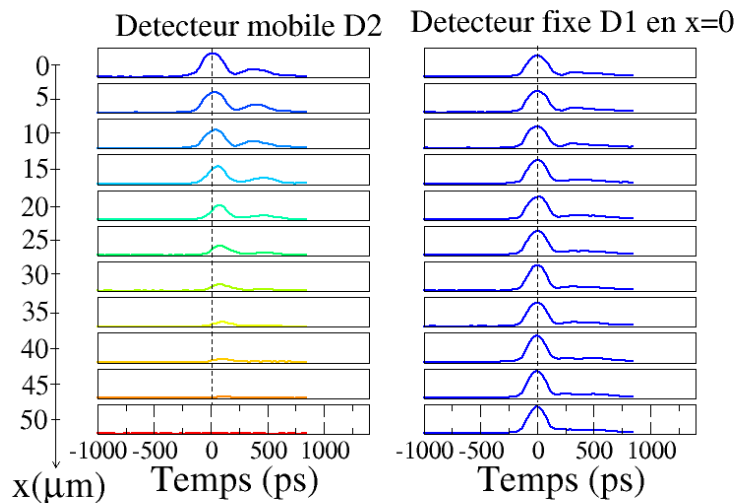


FIGURE 6.2.5 – Traces temporelles de la réponse dans une chaîne de 20 micropiliers de  $5\mu m$  de diamètre fortement couplés suite à une perturbation du micropilier se trouvant à l'extrémité de la chaîne (en  $x=0$ ). La position du détecteur  $D_1$  est maintenue fixe et celle du détecteur  $D_2$  est déplacée d'environ  $50\mu m$  avec un pas de  $5\mu m$ .

Les délais de réponses comme vus par les deux détecteurs D1 (courbe en noir) et D2 (courbe en rouge) sont affichés sur la figure 6.2.6a. On observe que la courbe



en noir est plate et proche de zéro. Ceci montre que la gigue des impulsions du Ti-Saphire est faible. Contrairement à la courbe en noir, la courbe en rouge qui mesure les délais de propagation de l'excitation engendrée par la perturbation croît linéairement quand on s'éloigne de  $x = 0$ . On remarque qu'avec des micropiliers fortement couplés, le temps nécessaire à la réponse excitable pour se propager de proche en proche sur 10 micropiliers est de 120ps ce qui correspond à une vitesse de propagation de  $V = 416\mu\text{m}/\text{ns}$ . Cette vitesse est plus faible que celle obtenu avec un laser ligne où la vitesse est d'environ  $V_2 = 1500\mu\text{m}/\text{ns}$ . Ceci peut s'expliquer par le fait qu'un laser ligne correspond à un couplage spatial (mesuré par la longueur de diffraction) plus grand que dans le cas des micropiliers très couplés. De manière générale, plus le couplage augmente plus la vitesse de propagation est grande.

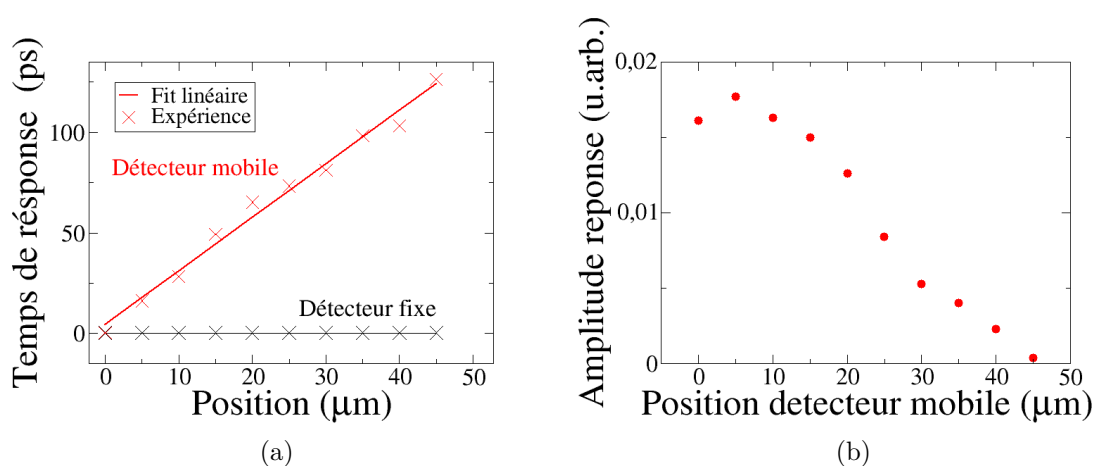


FIGURE 6.2.6 – Réponse d'une chaîne de micropiliers laser à AS fortement couplés suite à une perturbation à une extrémité ( $x=0$ ). Un détecteur mobile est balayé le long de la ligne pour suivre la propagation de la réponse. (a) : temps de la réponse, (b) : amplitude de la réponse.

On peut représenter les traces temporelles obtenues dans un diagramme spatio-temporel (Fig.6.2.7). La trajectoire de l'excitation est matérialisée par une ligne (rouge) et la vitesse de propagation est inversement proportionnelle à la pente de la trajectoire. On observe également une deuxième ligne dans le diagramme spatio-temporel au dessus de la première et atténuée. Cette trace correspond à un rebond du signal et est un artefact dû au détecteur rapide.

### 6.2.2.2 Faible couplage

Suite aux améliorations apportées sur la gravure ICP (chapitre 3) j'ai pu étudier la propagation d'excitations dans des chaînes de micropiliers laser faiblement

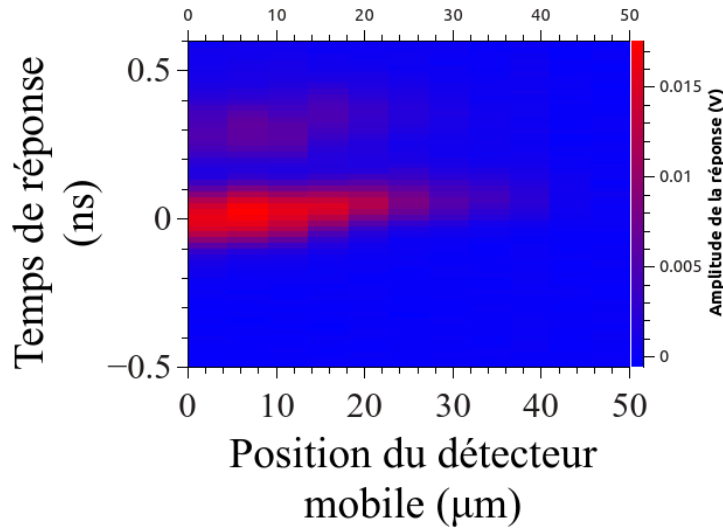


FIGURE 6.2.7 – Diagramme spatio-temporel des traces temporelles des réponses des 10 premiers micropiliers de la chaîne. (a) : en abscisse : la position du détecteur D2, en ordonnée : le temps de la réponse détectée.

couplés et de  $5\mu m$  de diamètre. La distance entre les centres de deux piliers voisins est  $d = 4.85\mu m$  ce qui correspond à un couplage  $2\kappa/\gamma_d = 0.056$ . La structure est pompée dans le régime excitable avec un pompage d'environ 95% du seuil d'auto-pulsation. Cependant, il est possible que certains endroits de la chaîne ne soient pas dans le régime excitable à cause de la non-uniformité du pompage. La même technique de mesure décrite dans la sous-section 6.2.1 a été utilisée. Le détecteur D2 est déplacé de la position initiale ( $x=0$  au niveau du micropilier excité avec l'impulsion de perturbation du laser Ti-Saphire) tout au long de la chaîne (de gauche à droite sur la Fig.6.2.8). Sur la figure 6.2.8 deux images moyennes à la caméra CMOS de la chaîne avec et sans perturbation sont présentées. La figure 6.2.8.a montre la chaîne sans perturbation. La figure 6.2.8.b montre la chaîne avec perturbation. On remarque qu'avec la perturbation sur le micropilier en  $x=5\mu m$ , plusieurs micropiliers déclenchent des réponses (les pics en gris sur la figure). La propagation se fait avec une vitesse trop rapide pour être suivie par notre caméra CMOS. Nous avons donc utilisé la même technique que précédemment. La figure 6.2.9.a montre les traces temporelles enregistrées au niveau des 9 premiers micropiliers avec le détecteur mobile D2, après décalages successifs d'environ  $5\mu m$ . La figure 6.2.9.b montre le diagramme spatio-temporel correspondant à ces traces temporelles. Sur cette figure, la couleur blanche indique les hautes intensités et la couleur bleue indique les faibles intensités.

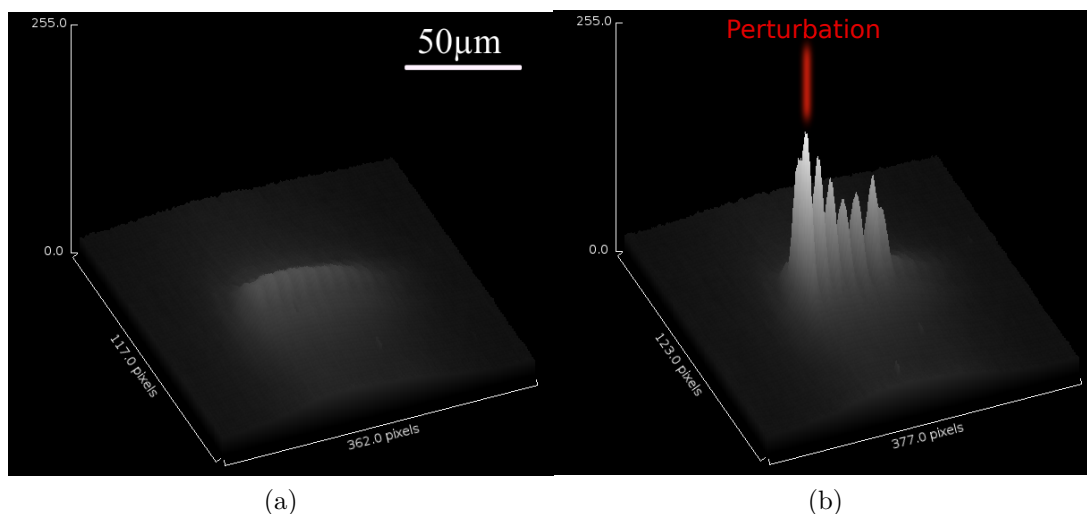


FIGURE 6.2.8 – Image moyenne obtenue avec une caméra CMOS d’une partie d’une chaîne de micropiliers faiblement couplés. (a) : sans perturbation. (b) : avec perturbation au delà du seuil excitable sur le micropilier de l’extrémité de la chaîne.

On observe que l’excitation du micropilier tel que  $x=5\mu m$  permet de créer une impulsion qui se propage vers les autres micropiliers jusqu’à  $x=25\mu m$ . La pente du diagramme spatio-temporel entre  $x=5\mu m$  et  $x=25\mu m$  correspond à une vitesse de propagation  $V_1 = 100\mu m/ns$ . Ensuite, entre  $x = 25\mu m$  et  $x = 30\mu m$ , on observe un changement de pente et donc un changement de la vitesse  $V_2$  qui s’élève à environ  $25\mu m/ns$ . Enfin, entre la position  $x = 30\mu m$  et  $x = 45\mu m$  on observe un second changement de la pente du diagramme spatio-temporel vers une nouvelle vitesse de propagation  $V_3 = 60\mu m/ns$ . Nous en proposerons quelques interprétations possibles dans la section 6.3.

Les vitesses observées  $V_1$  et  $V_2$  sont beaucoup plus faibles que les vitesses obtenues avec les lasers lignes et les chaînes de micropiliers faiblement couplés. La vitesse  $V_2$  est 16 fois plus faible que dans une chaîne de micropiliers couplés et 60 fois plus faible que dans un laser ligne. Ceci confirme que le couplage entre les micropiliers contrôle la vitesse de propagation d’excitations dans les chaînes.

La figure 6.2.10.b montre les maxima des réponse mesurées entre  $x=0\mu m$  et  $x=45\mu m$ . On observe que l’amplitude de la réponse est quasiment constante sur  $45\mu m$ . C’est-à-dire qu’on peut faire propager une excitation sur plusieurs dizaines de micromètres sans atténuation.

Pour notre système, l’origine des sauts pendant la propagation peut provenir soit des non uniformités dans le système (pompage, constante de couplage) ou des défauts locaux. Notons que dans les neurones myélinisés, le modèle de Hodg-

kin–Huxley a montré des que la propagation discrète peut donner lieu à des accidents de propagation [Carpio 11, Werner 02].

Dans la section suivante je vais démontrer numériquement la dépendance de la vitesse de propagation en fonction du pompage ainsi que du couplage entre les micropiliers

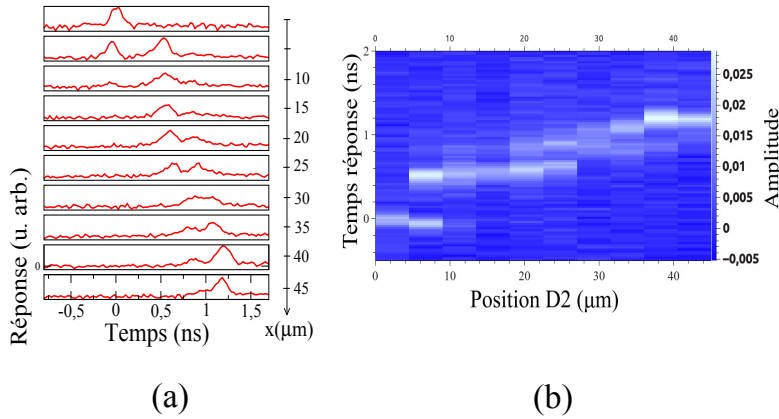


FIGURE 6.2.9 – (a) : Traces temporelles et (b) : diagramme spatio-temporel de la réponse dans une chaîne de micropiliers de  $5\mu m$  de diamètre et faiblement couplés suite à une perturbation du micropilier se trouvant en  $x=5\mu m$ . La position du détecteur  $D_1$  est maintenue fixe et celle du détecteur  $D_2$  est déplacée d'environ  $45\mu m$  avec un pas de  $5\mu m$ .

## 6.3 Modèle

La possibilité de la propagation d'ondes excitables dans des micropiliers lasers à AS couplés a été étudiée dans [Barbay 11c]. Le modèle utilisé est une généralisation du modèle décrit dans [Bache 05]. Il décrit  $n$  cavités lasers à AS couplées par onde évanescence :

$$\begin{aligned}\dot{E}_i &= ((1 - i\alpha) N_{g,i} + (1 - i\beta) N_{as,i} - 1) E_i + i\kappa (E_{i-1} + E_{i+1}) \\ \dot{N}_{g,i} &= -b_1 \left( -\mu_1 + N_{g,i} (1 + |E_i|^2) \right) \\ \dot{N}_{as,i} &= -b_2 \left( -\mu_2 + N_{as,i} (1 + s|E_i|^2) \right)\end{aligned}$$

On obtient donc  $3 \times n$  équations couplées pour le champs électrique  $E_i$  et les densités de porteurs dans le milieu à gain  $N_{g,i}$  et dans le milieu à AS  $N_{as,i}$  pour la cavité d'indice  $i$ . Les autres paramètres sont les suivants :

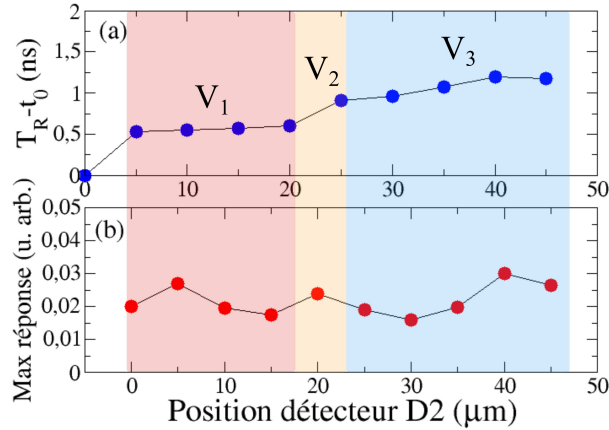


FIGURE 6.2.10 – (a) : Temps des réponses, (b) : Maxima des réponses au niveau du détecteur D2 au niveau des 9 premiers micropiliers.

- $\kappa$  le coefficient de couplage entre deux cavités voisines,
- $b_1$  et  $b_2$  les taux de recombinaison des porteurs respectivement dans le milieu à gain et le milieu AS
- $\mu_1$  le pompage
- $\alpha$  et  $\beta$  les facteurs de couplage phase-amplitude.
- $s$  le paramètre de saturation.

Notons que le laser ligne correspond à la limite continue de ce modèle. On considère une chaîne linéaire de 10 micropiliers laser à AS où tous les micropiliers sont pompés avec le même pompage, dans le régime excitable. Le premier micropilier est perturbé avec une impulsion au delà du seuil excitable. Les résultats des simulations sont présentés sur la figure 6.3.1a. On observe sur cette figure que le premier micropilier émet une réponse excitable qui va à son tour exciter le micropilier voisin et ainsi de suite assurant ainsi la propagation de proche en proche de la réponse excitable initialement déclenchée par le premier micropilier. On observe également que la propagation se fait dans un seul sens est ceci est dû au fait que la période réfractaire du micropilier précédant empêche sa ré-excitation pendant un certain temps. La valeur du couplage utilisée dans ces simulations est  $\kappa = 0.1$ . Cette valeur est atteignable expérimentalement avec une distance de  $3.8\mu m$  entre deux micropiliers de  $4\mu m$  de diamètre (voir section 1.3 du chapitre 2). Cette valeur correspond à un couplage faible entre les micropiliers.

Une autre propriété des ondes excitables a été étudiée dans [Barbay 11c, Couillet 98] est la possibilité de leur annihilation lorsqu'elles se rencontrent. Les ondes excitables peuvent s'annihiler ou pas en se rencontrant et ceci peut dépendre des

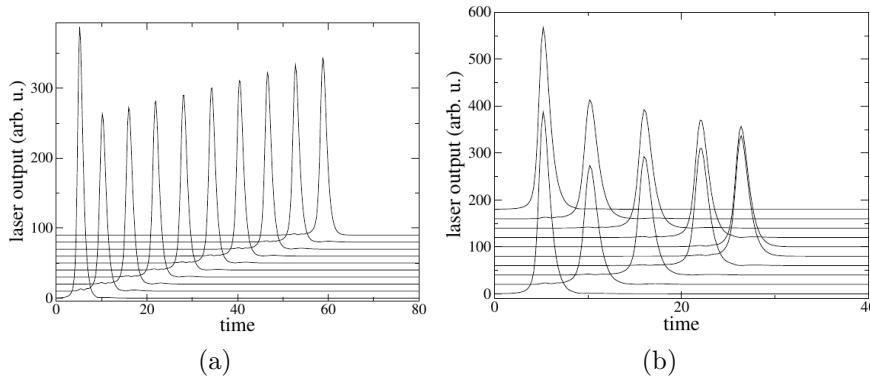


FIGURE 6.3.1 – (a) : Réponse d’une chaîne de 10 micropiliers laser à AS après perturbation de la cavité de gauche. La première cavité déclenche une impulsion excitable qui se propagera dans les cavités voisines. Les paramètres sont :  $b_1 = 0.005$ ,  $b_2 = 0.005$ ,  $\mu_1 = 2.9$ ,  $s = 10$ ,  $\mu_2 = 2$ ,  $\alpha = 2$ ,  $\beta = 0$ ,  $\kappa = 0.1$ . (b) : Réponse d’une chaîne linéaire de 10 micropiliers quand seulement les deux micropiliers aux extrémités sont perturbés simultanément. Les deux réponses déclenchées se propagent et s’annihilent en se rencontrant [Barbay 11c].

paramètres utilisés. Cette propriété a été étudiée numériquement dans des lasers injectés [Couillet 98]. L’annihilation des ondes excitables peut être exploitée pour par exemple réaliser des portes logiques [Adrian 12]. La figure 6.3.1b montre la réponse d’une chaîne de 10 micropiliers quand les deux micropiliers aux extrémités sont perturbés simultanément. Chaque micropilier émet une réponse excitable. Ces deux réponses se propagent en sens opposé jusqu’à se rencontrer au niveau d’un micropilier d’indice  $i$ . Les deux micropiliers d’indices  $i+1$  et  $i-1$  étant dans leurs périodes réfractaires alors ils ne peuvent pas être excités. Par conséquent, la propagation des deux ondes excitables s’arrête et on a donc une annihilation. L’annihilation est une propriété des ondes excitables qu’on ne trouve pas dans les ondes linéaires où ces dernières ne peuvent pas s’annihiler en se rencontrant.

J’ai réalisé des simulations numériques, après les mesures expérimentales, pour la vitesse de propagation en fonction du pompage global de la chaîne et du couplage. Pour ce faire, j’ai repris le modèle décrit plus haut et j’ai réalisé des simulations pour étudier l’influence de certains paramètres sur la propagation. J’ai donc étudié une chaîne de 20 micropiliers couplés avec un pompage uniforme pour deux valeurs  $\mu_1 = 2.8$  et  $\mu_1 = 2.2$ . Sur la figure 6.3.2, les réponses et les diagrammes spatio-temporels sont affichées suite à une perturbation au dessus du seuil excitable sur une extrémité de la chaîne et avec un couplage  $\kappa = 0.1$ .

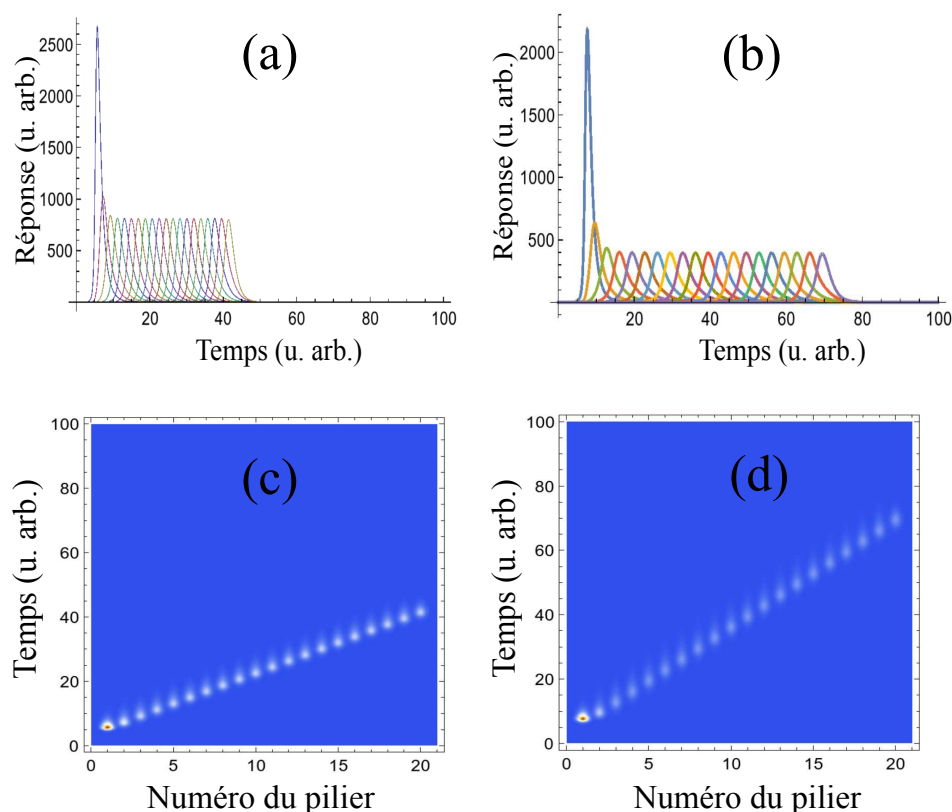


FIGURE 6.3.2 – Simulations de la réponse d’une chaîne de 20 micropiliers à AS couplés soumis à un pompage uniforme et suite à une perturbation de la cavité n°1, (a) :  $\mu_1 = 2.8$ . (b) :  $\mu_1 = 2.2$ . Les autres paramètres des simulations sont identiques pour les deux cas . Paramètres :  $b_1 = 0.001$ ,  $b_2 = 0.001$ ,  $\mu_2 = 2$ ,  $s = 10$ ,  $g_0 = 2.8$ ,  $\eta = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 10^{-5}$ ,  $\kappa = 0.1$ .  $g_0$  : perturbation sur le gain au niveau de la première cavité. (c) et (d) : Simulations des diagrammes spatio-temporels correspondants respectivement à (a) et (b).

On retrouve numériquement que pour un pompage donné, par exemple  $\mu_1 = 2.8$ , l’excitation de la première cavité déclenche une impulsion qui excite la cavité voisine et ainsi de suite, assurant ainsi la propagation de la réponse excitable de proche en proche. Les pentes des deux trajectoires dans les diagrammes spatio-temporels ne sont pas les mêmes. La vitesse est plus grande dans le cas  $\mu_1 = 2.8$  que dans le cas  $\mu_1 = 2.2$  ce qui illustre que la vitesse de propagation dépend du pompage et donc du seuil excitable.

La figure 6.3.3 montre deux diagrammes spatio-temporels de la même chaîne avec deux couplage différents. La figure 6.3.3.a correspond à un couplage  $\kappa = 0.1$  et la 6.3.3.b correspond à un couplage plus fort  $\kappa = 0.3$ . On remarque que pour

un couplage plus faible  $\kappa = 0.1$ , la pente du diagramme spatio-temporel est plus grande donc la vitesse de propagation est plus lente par rapport à un couplage plus fort  $\kappa = 0.3$ . Ces simulations confirment la dépendance de la vitesse de propagation d'excitations envers le coefficient de couplage entre les micropiliers.

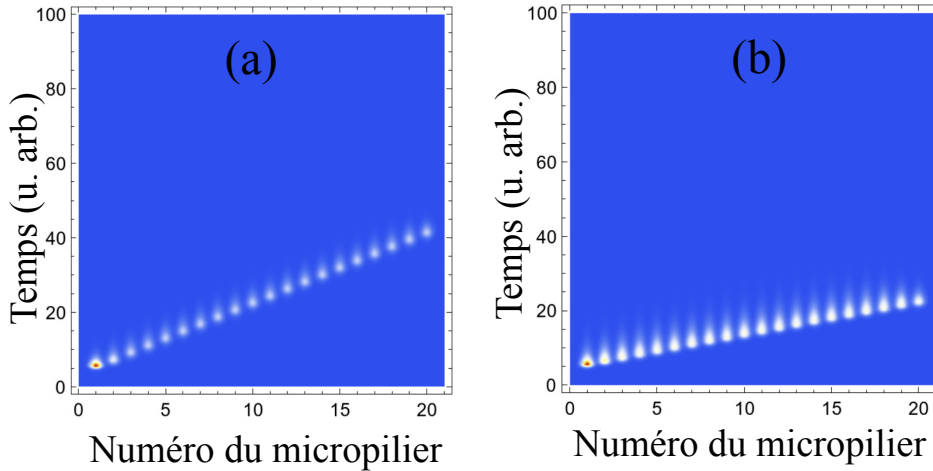


FIGURE 6.3.3 – Simulations des diagrammes spatio-temporels d'une chaîne de 20 micropiliers à AS couplés soumis à un pompage uniforme suite à une perturbation de la cavité n°1 et avec deux valeurs de couplage différents, (a) :  $\kappa = 0.1$ . (b)  $\kappa = 0.3$ . Les autres paramètres des simulations sont identiques pour les deux cas. Paramètres :  $b_1 = 0.001$ ,  $b_2 = 0.001$ ,  $\mu_2 = 2$ ,  $\mu_1 = 2.8$ ,  $s = 10$ ,  $g_0 = 2.8$ ,  $\eta = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 10^{-5}$ .  $g_0$  : perturbation sur le gain au niveau de la.

Des simulations ont été réalisées avec un pompage non uniforme. Le diagramme spatio-temporel et la forme du pompage utilisé pour les simulations sont affichés sur la figure 6.3.4. Le pompage utilisé est de forme parabolique et centré sur le pilier numéro 10.

On observe 3 régimes de propagation sur le diagramme spatio-temporel. Dans la région centrale (en violet sur la figure), là où le pompage des micropiliers est maximum, la vitesse de propagation est plus grande que celle obtenue dans les deux autres régions (en bleu). Ce diagramme montre bien un changement de vitesse de propagation ainsi qu'un plateau dans le délai de propagation. On peut affirmer avec ces simulations que des changements locaux au niveau du pompage de la structure entraînent éventuellement des changements des vitesses de propagation et donc l'apparition des plateaux dans le diagramme spatio-temporel.

On peut conclure à partir de ces figures que le pompage de la structure est un paramètre important qui agit sur la vitesse de propagation comme observé sur la figure 6.2.9 où l'on a 3 vitesses différentes de propagation dans une chaîne de 20



micropiliers couplés.

Il s'avère donc nécessaire d'assurer un pompage le plus uniforme possible sur toute la longueur de la structure. Une solution consiste par exemple à utiliser un modulateur spatial de lumière SLM qui permettrait d'envoyer sur l'échantillon des motifs précis et choisis pour le pompage et de corriger les imperfections du système d'imagerie de la pompe. Des motifs rectangulaires de pompage couvrant seulement la structure en question ou seulement une partie de la structure peuvent être utilisés. D'autres motifs avec un gradient de pompage pourraient aussi être utilisés ouvrant la voie à un contrôle spatial précis des seuils excitable.

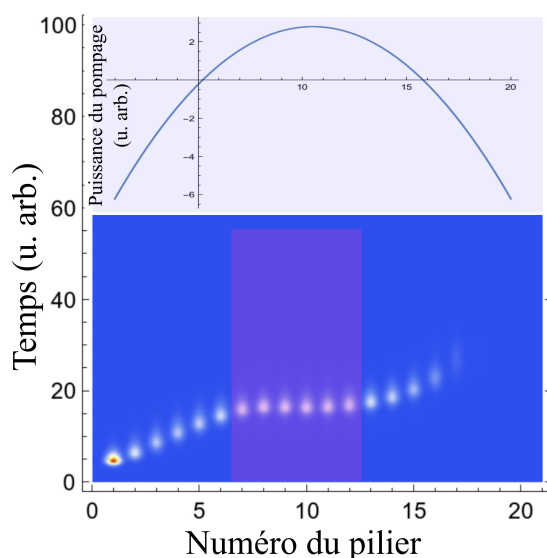


FIGURE 6.3.4 – Simulations du diagramme spatio-temporel d'une chaîne de 20 micropiliers à AS couplés soumis à un pompage non uniforme centré sur le micropilier n°10 (courbe bleue de l'encart) et suite à une perturbation de la cavité n°1. Paramètres :  $\mu_1 = 2.2$ ,  $b_1 = 0.002$ ,  $b_2 = 0.001$ ,  $\mu_2 = 2$ ,  $s = 10$ ,  $g_0 = 2.8$ ,  $\eta = 1.6$ ,  $\beta_{sp} = 10^{-5}$ ,  $\kappa = 0.1$ .  $g_0$  : perturbation sur le gain au niveau de la première cavité n°1.

## 6.4 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai présenté des mesures préliminaires de propagation d'ondes excitable dans des structures 1D : une structure ligne, une chaîne de micropiliers lasers à AS couplés avec un couplage fort  $2\kappa/\gamma_d = 0.48$  où  $\gamma_d = 3.26ps$  et une chaîne de micropiliers lasers à AS couplés avec un couplage faible  $2\kappa/\gamma_d = 0.056$ .

Avec la structure ligne, j'ai observé deux régimes de propagation rapide, le premier avec une vitesse de  $1500\mu m/ns$  et le deuxième avec une vitesse de  $80\mu m/ns$ .

La vitesse de propagation avec une chaîne de micropiliers fortement couplés est d'environ  $416\mu\text{m}/\text{ns}$ . Trois vitesses de propagation ont été observées avec la chaîne des micropiliers faiblement couplés allant de 20 à  $100\mu\text{m}/\text{ns}$ . Ces variations de vitesses au sein d'une même structure peuvent s'expliquer par le fait que le pompage appliqué n'est pas uniforme sur toute la structure. La non-uniformité du pompage change localement les seuils d'excitabilité ce qui entraîne des délais supplémentaires à l'émission de la réponse ainsi qu'une atténuation de l'amplitude tout au long de la propagation. Les simulations numériques des diagrammes spatio-temporels d'une chaîne de micropiliers couplés avec un pompage uniforme ou avec un pompage non uniforme confirment cette hypothèse de dépendance de vitesse de propagation au pompage appliqué.

Ces premières mesures de propagation montrent l'importance du contrôle précis de l'uniformité du pompage. Notamment, l'utilisation d'un SLM est envisagée pour la suite de cette étude afin de contrôler spatialement le pompage.

Une autre façon de contrôler la vitesse de propagation est de changer le couplage entre les micropiliers. Plus le couplage est faible, plus la propagation est lente. Les mesures sur les chaînes de micropiliers ont montré que les chaînes faiblement couplées se mettaient rarement à laser et possédaient une durée de vie très courte. J'ai mené une étude de la gravure par ICP des micropiliers pour résoudre ce problème en améliorant l'émission de lumière et la tenue dans le temps des chaînes faiblement couplées. Cette étude a été expliquée dans le chapitre 3.

Pour les mesures de propagation d'excitations, j'ai utilisé des détecteurs rapides et une caméra CMOS (75fps). Une caméra streak (dont nous ne disposons pas) pourrait être utilisée pour ce genre de mesures. Cette dernière permettrait de suivre en temps réel l'évolution de l'onde dans la structure.

Ces mesures sont prometteuses en ce qui concerne la démonstration et la maîtrise de la propagation d'ondes non-linéaires dans des micropiliers couplés. L'amélioration des techniques de fabrication et en particulier de gravure que j'ai montrées au chapitre 3 ont amélioré la qualité des échantillons et de leur durée de vie. Cette amélioration est précieuse dans le cadre des futurs projets de recherche sur la propagation des réponses excitables. La mise en place d'un contrôle de l'uniformité de pompage devrait permettre d'étudier ces chaînes couplées de façon plus approfondie et ouvrir un nouveau champ d'études.



## Conclusion et perspectives

Dans cette thèse j'ai étudié les propriétés neuro-mimétiques de micropiliers lasers à absorbant saturable. Cette étude a pour objectif à plus long terme de fabriquer des réseaux photoniques de micropiliers couplés analogues aux réseaux neuronaux pour du traitement neuro-mimétique et tout-optique de l'information.

Dans un premier temps, j'ai étudié les propriétés neuronales d'un micropilier simple. J'ai démontré expérimentalement certaines propriétés comme l'excitabilité avec des réponses excitables rapides d'environ 200ps de durée, les périodes réfractaires relatives et absolues ainsi que la sommation temporelle. J'ai également étudié numériquement les dynamiques observées avec le modèle de Yamada. Les simulations numériques réalisées ont donné des résultats en excellent accord avec les mesures expérimentales.

J'ai étudié la propagation d'excitations dans des structures unidimensionnelles comme les lasers ligne et les chaînes de micropiliers avec différents couplages entre les micropiliers. Une étude de l'influence de la gravure par ICP des échantillons a rendu possible l'étude des chaînes avec un faible couplage. Les mesures ont montrées la dépendance de la vitesse de propagation avec la force du couplage entre les micropiliers et avec l'intensité du pompage optique utilisé.

Les micropiliers peuvent être également couplés en espace libre en injectant la réponse d'un micropilier dans lui même ou dans un autre. Ce couplage se fait avec un délai de propagation de la réponse et est physiquement différent du couplage évanescent étudié dans le chapitre 6. Ce type de couplage permet de réaliser par exemple une source optiquement contrôlable de trains d'impulsions et constitue une mémoire pour le traitement photonique d'impulsions commandables [Garbin 15]. J'ai commencé à monter ce système au laboratoire qui est maintenant étudié par deux stagiaires (F. Lelièvre et A. Golestani).

Les études réalisées durant ma thèse permettent de fabriquer des chaînes avec un faible couplage et une excellente efficacité d'émission. Un approfondissement des études de la propagation des ondes excitables dans ces structures est nécessaire. Des portes logiques excitables pourrait être réalisées avec un arrangement astucieux des micropiliers. Des micropiliers couplés par le biais de lasers lignes pourraient être également fabriqués afin de réaliser un couplage propagatif intégré.

Le réseau ainsi créé pourrait être modifié en temps réel par exemple à l'aide d'un SLM qui ajusterait le pompage, donc le seuil excitable, de chaque micropilier pour implémenter des fonctions d'apprentissage dans ce réseau photonique. De même, un SLM pourrait permettre d'ajuster en temps réel les vitesses de propagation d'excitations pour des applications au traitement photonique des impulsions.

Cette thèse a montré qu'un micropilier laser à AS réalise un analogue optique du modèle de neurone « leaky integrate and fire » largement répandu en neuroscience et ouvre la voie à la réalisation d'un réseau photonique pour du traitement neuro-mimétique de l'information.

# Annexes

« Les détails font la perfection, et la perfection n'est pas un détail. »"

---

*(Léonard De Vinci )*

« On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres : mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison. »"

---

*(Henri Poincaré)*



# Annexe A

## Communications

### A.1 Articles dans revues internationales à comité de lecture

- F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz and S. Barbay, « *Relative Refractory Period in an Excitable Semiconductor Laser* », Phys. Rev. Lett. 112, 183902 (2014). & Physics synopsis « *Semiconductor Lasers Get Nervy* », <http://physics.aps.org/synopsis-for/10.1103/PhysRevLett.112.183902>.

- F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz and S. Barbay, « *Temporal summation in a neuromimetic micropillar laser* », soumis.

-F. Selmi, S. Coulibaly, Z. Loghmari, M. Clerc and S. Barbay, « *Extreme events in a spatially extended laser with SA* », en préparation.

### A.2 Diffusion scientifique

- F. Selmi & S. Barbay, « *Micropillar Laser Mimics 'Excitability' of Neurons* », 2Physics.com, (July 6, 2014), (article invité).

- Edwin Cartlidge « *Laser mimics biological neurons using light* », Mai 2014, <http://physicsworld.com/cws/article/news/2014/may/19/laser-mimics-biological-neurons-using-light>

- « *Voici le premier neurone laser* », Science&Vie, 2014, <http://www.science-et-vie.com/2014/08/au-sommaire-science-vie-n1164/#neurone-laser>



### A.3 Proceedings

- F. Selmi, R. Braive, I. Sagnes, G. Beaudoin, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, « *Absolute and relative refractory periods in a micropillar laser with saturable absorber* » Proc. SPIE 9134, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VI, 913411 (May 2, 2014)

- F. Selmi, S. Haddadi, R. Braive, I. Sagnes, G. Beaudoin, R. Kuszelewicz, A. M. Yacomotti and S. Barbay, « *Self-pulsing and fast excitable response nonlinear dynamics in micropillar and nano-lasers with saturable absorber* », Vith Rio de la Plata workshop on laser dynamics and nonlinear photonics (2013)

- F. Selmi, S. Haddadi, R. Braive, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, A. Yacomotti, S. Barbay, Transparent Optical Networks (ICTON), 2012, « *Localized States, Self-Pulsing and Excitability in VCSELs and Micro lasers with Saturable Absorber* ».

-F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, « *Neuromimetic Dynamics in a Micropillar Laser with Saturable Absorber* » CLEO®/Europe-EQEC, Munich (Germany) 2015.

-S. Barbay, F. Selmi, « *Neuromimetic dynamics in a micropillar laser with saturable absorber* » (invité), ICTON Budapest (Hungary) 2015, en préparation.

### A.4 Présentations orales

-F. Selmi, R. Braive, I. Sagnes, G. Beaudoin, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, « *Absolute and relative refractory periods in a micropillar laser with saturable absorber* » , SPIE Photonics Brussels (Belgium) (May 2, 2014).

-F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, « *Neuromimetic Dynamics in a Micropillar Laser with Saturable Absorber* » CLEO®/Europe-EQEC, Munich (Germany) 2015.

-S. Barbay, F. Selmi, « *Neuromimetic dynamics in a micropillar laser with saturable absorber* » (invité), ICTON Budapest (Hungary) 2015.

-F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz & S. Barbay, « *Dynamique neuromimétique dans un micropilier laser à absorbant saturable* », Rencontre du Non-Linéaire 2015, Université Paris Diderot Mars 2015.

### A.5 Posters

-F. Selmi, R. Braive, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, S. Barbay, « *Excitability and refractory period in semiconductor micropillar lasers with saturable absorber* » , Coloq13 SFO Optique, Villetanneuse (France) 2013.

- F. Selmi, R. Braive, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, S. Barbay, « *Excitability and refractory period in semiconductor micropillar lasers with saturable absorber* », International Nano-optoelectronics Workshop (i-NOW 2013), Cargèse, 19-30th August (2013)



# Bibliographie

- [Adrian 12] J. Adrian, G. Damià, A. M. Manuel & C Pere. *Logical operations with localized structures*. New Journal of Physics, vol. 14, no. 1, page 013040, 2012. [www](#)
- [Appeltant 11] L. Appeltant, M.C. Soriano, G. Van der Sande, J. Danckaert, S. Massar, J. Dambre, B. Schrauwen, C.R. Mirasso & I. Fischer. *Information processing using a single dynamical node as complex system*. Nat Commun, vol. 2, pages 468–, September 2011. [www](#)
- [Babic 92] D. I. Babic & S.W. Corzine. *Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 28, no. 2, pages 514–524, Feb 1992.
- [Bache 05] M. Bache, F. Prati, G. Tissoni, R. Kheradmand, L.A. Lugiato, I. Protsenko & M. Brambilla. *Cavity soliton laser based on VCSEL with saturable absorber*. Applied Physics B, vol. 81, no. 7, pages 913–920, 2005. [www](#)
- [Balle 98] S. Balle. *Simple analytical approximations for the gain and refractive index spectra in quantum-well lasers*. Phys. Rev. A, vol. 57, pages 1304–1312, Feb 1998. [www](#)
- [Barbay 05] S. Barbay, Y. Ménesguen, I. Sagnes & R. Kuszelewicz. *Cavity optimization of optically pumped broad-area microcavity lasers*. Appl. Phys. Lett., vol. 86, no. 15, pages –, 2005. [www](#)
- [Barbay 11a] S. Barbay, R. Kuszelewicz & J. R. Tredicce. *Cavity Solitons in VCSEL Devices*. Advances in Optical Technologies, vol. 2011, page 23, 2011. [www](#)
- [Barbay 11b] S. Barbay, R. Kuszelewicz & A. M. Yacomotti. *Excitability in a semiconductor laser with saturable absorber*. Opt. Lett., vol. 36, no. 23, pages 4476–4478, Dec 2011. [www](#)
- [Barbay 11c] S. Barbay, I. Sagnes, R. Kuszelewicz & A.M. Yacomotti. *Localized states and excitability in a monolithic VCSEL with*

- saturable absorber*. In Laser Dynamics and Nonlinear Photonics, 2011 Fifth Rio De La Plata Workshop on, pages 1–4, Dec 2011.
- [Barland 02] S. Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knodl, M. Miller & R. Jager. *Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities*. Nature, vol. 419, no. 6908, pages 699–702, October 2002. [www](#)
- [Barland 03] S. Barland, O. Piro, M. Giudici, J. R. Tredicce & S. Balle. *Experimental evidence of Van der Pol–Fitzhugh–Nagumo dynamics in semiconductor optical amplifiers*. Phys. Rev. E, vol. 68, page 036209, Sep 2003. [www](#)
- [Bazin 13] A. Bazin. Iii-v semiconductor nanocavities on silicon-on-insulator waveguide : laser emission, switching and optical memory. 2013.
- [Belousov 59] B.P. Belousov. *A periodic reaction and its mechanism*. In *Collection of short papers on radiation medicine for 1958*. Med. Publ., Moscow, 1959.
- [Bouchoule 08] S. Bouchoule, S. Azougui, S. Guilet, G. Patriarche, L. Largeau, A. Martinez, L. Le Gratiet, A. Lemaitre & F. Le-large. *Anisotropic and Smooth Inductively Coupled Plasma Etching of III-V Laser Waveguides Using HBr-O<sub>2</sub> Chemistry*. J. Electrochem. Soc., vol. 155, no. 10, pages H778–H785, 2008. [www](#)
- [Brunstein 12] M. Brunstein, A. M. Yacomotti, I. Sagnes, F. Raineri, L. Bigot & A. Levenson. *Excitability and self-pulsing in a photonic crystal nanocavity*. Phys. Rev. A, vol. 85, page 031803, Mar 2012. [www](#)
- [Carpio 11] A. Carpio & I. Peral. *Propagation Failure Along Myelinated Nerves*. J. Nonlinear Sci., vol. 21, page 499–520, 2011.
- [Caulfield 10] H. J. Caulfield & S. Dolev. *Why future supercomputing requires optics*. Nature Photonics, vol. 4, 2010.
- [Coomans 12] W. Coomans, L. Gelens, G. Van der Sande, G. Mezosi, M. Sorel, J. Danckaert & G. Verschaffelt. *Semiconductor ring lasers coupled by a single waveguide*. Appl. Phys. Lett., vol. 100, no. 25, pages –, 2012. [www](#)
- [Couillet 98] P. Couillet, D. Daboussy & J. R. Tredicce. *Optical excitable waves*. Phys. Rev. E, vol. 58, pages 5347–5350, Nov 1998. [www](#)

- [Dousse 09] A. Dousse, J. Suffczyński, R. Braive, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, L. Lanco, J. Bloch, P. Voisin & P. Senellart. *Scalable implementation of strongly coupled cavity-quantum dot devices*. Appl. Phys. Lett., vol. 94, no. 12, pages –, 2009. [www](#)
- [Dubbeldam 99a] J. L. A. Dubbeldam, B. Krauskopf & D. Lenstra. *Excitability and coherence resonance in lasers with saturable absorber*. Phys. Rev. E, vol. 60, pages 6580–6588, Dec 1999. [www](#)
- [Dubbeldam 99b] J. L.A. Dubbeldam & B. Krauskopf. *Self-pulsations of lasers with saturable absorber : dynamics and bifurcations*. Optics Communications, vol. 159, no. 4–6, pages 325 – 338, 1999. [www](#)
- [Elsass 09] T. Elsass. Auto-organisation optique et dynamique dans des lasers à semiconducteurs en présence d’un absorbant saturable. 2009.
- [Elsass 10] T. Elsass, K. Gauthron, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz & S. Barbay. *Control of cavity solitons and dynamical states in a monolithic vertical cavity laser with saturable absorber*. Eur. Phys. J. D, vol. 59, no. 1, pages 91–96, 2010. [www](#)
- [Field 85] R. J. Field & M. Burger. Oscillations and traveling waves in chemical systems. Wiley, New York, 1985.
- [Fiers 14] M.A.A. Fiers, T. Van Vaerenbergh, F. Wyffels, D. Verstraeten, B. Schrauwen, J. Dambre & P. Bienstman. *Nanophotonic Reservoir Computing With Photonic Crystal Cavities to Generate Periodic Patterns*. Neural Networks and Learning Systems, IEEE Transactions on, vol. 25, no. 2, pages 344–355, Feb 2014.
- [Garbin 15] B. Garbin, J. Javaloyes, G. Tissoni & S. Barland. *Topological solitons as addressable phase bits in a driven laser*. Nat Commun, vol. 6, pages –, January 2015. [www](#)
- [Gibbs 85] H. M. Gibbs. Optical bistability : Controlling light with light. Academic Press, 1985.
- [Giudici 97] M. Giudici, C. Green, G. Giacomelli, U. Nespolo & J. R. Tredicce. *Andronov bifurcation and excitability in semiconductor lasers with optical feedback*. Phys. Rev. E, vol. 55, pages 6414–6418, Jun 1997. [www](#)
- [Goulding 07] D. Goulding, S. P. Hegarty, O. Rasskazov, S. Melnik, M. Hartnett, G. Greene, J. G. McInerney, D. Rachinskii & G. Huyet.

- Excitability in a Quantum Dot Semiconductor Laser with Optical Injection.* Phys. Rev. Lett., vol. 98, page 153903, Apr 2007. [www](#)
- [Guckenheimer 02] J. Guckenheimer & P. Holmes. Nonlinear oscillations, dynamical systems, and bifurcations of vector fields. 2002.
- [Gérard 96] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry-Mieg & T. Rivera. *Quantum boxes as active probes for photonic microstructures : The pillar microcavity case.* Appl. Phys. Lett., vol. 69, no. 4, pages 449–451, 1996. [www](#)
- [Hodgkin 52] A. L. Hodgkin, A.F. Huxley & B. Katz. *Measurements of current-voltage relations in the membrane of the giant axon of loligo.* J. Physiol. (Lond.), vol. 116, pages 341–347, 1952.
- [Hopfield 86] J.J. Hopfield & D.W. Tank. *Computing with neural circuits : a model.* Science, vol. 233, no. 4764, pages 625–633, 1986.
- [Horie 99] H. Horie, H. Ohta & T. Fujimori. *Reliability improvement of 980-nm laser diodes with a new facet passivation process.* IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 5, no. 3, pages 832–838, May 1999.
- [Izhikevich 00] E.M. Izhikevich. *Neural Excitability, Spiking and Bursting.* International Journal of Bifurcation and Chaos, vol. 10, no. 6, page 1171–1266, 2000.
- [Izhikevich 04] E.M. Izhikevich. *Which Model to Use for Cortical Spiking Neurons ?* IEEE Transactions on Neural Networks, vol. 15, no. 5, pages 1063–1070, 2004.
- [Izhikevich 07] E. Izhikevich. *Dynamical systems in neuroscience : The geometry of excitability and bursting.* 2007.
- [Jacobo 10] D. Jacobo A.and Gomila, P. Colet & M. Matias. *All optical logical operations using excitable cavity solitons.* Photonics Society Winter Topicals Meeting Series (WTM) IEEE, pages 122–123, 2010.
- [Jacquir 06] S. Jacquir, S. Binczak, J. M. Bilbault, V. Kazantsev & V. Norkin. *Synaptic Coupling Between Two Electronic Neurons.* Nonlinear Dynamics, vol. 44, no. 1-4, pages 29–36, 2006. [www](#)
- [Kasantsev 12] V. B. Kasantsev, S. A. T Nguetcho, S. Jacquir, S. Binczak & J. M. Bilbault. *tive spike transmission in the neuron model with a winding threshold manifold.* Neurocomputing, vol. 83, pages 205–211, 2012.

- [Kawaguchi 84] H. Kawaguchi. *Optical bistability and chaos in a semiconductor laser with a saturable absorber*. Appl. Phys. Lett., vol. 45, no. 12, pages 1264–1266, 1984. [www](#)
- [Kelleher 10] B. Kelleher, C. Bonatto, P. Skoda, S. P. Hegarty & G. Huyet. *Excitation regeneration in delay-coupled oscillators*. Phys. Rev. E, vol. 81, page 049901, Apr 2010. [www](#)
- [Koch 00] C. Koch & I. Segev. *The role of single neurons in information processing*. Nature Neuroscience, vol. 3 Suppl, pages 1171–1177, November 2000. [www](#)
- [Larger 12] L. Larger, M.C. Soriano, D. Brunner, Lennert Appeltant, J.-M. Gutierrez, L. Pesquera, C.R. Mirasso & I. Fischer. *Photonic information processing beyond Turing : an optoelectronic implementation of reservoir computing*. Opt. Express, vol. 20, no. 3, pages 3241–3249, jan 2012. [www](#)
- [Larotonda 02] M. A. Larotonda, A. Hnilo, J. M. Mendez & A. M. Yacomotti. *Experimental investigation on excitability in a laser with a saturable absorber*. Phys. Rev. A, vol. 65, page 033812, Feb 2002. [www](#)
- [Lecamp 07] G. Lecamp, J. P. Hugonin, P. Lalanne, R. Braive, S. Varoutsis, S. Laurent, A. Lemaître, I. Sagnes, G. Patriarche, I. Robert-Philip & I. Abram. *Submicron-diameter semiconductor pillar microcavities with very high quality factors*. Appl. Phys. Lett., vol. 90, no. 9, pages –, 2007. [www](#)
- [Marino 04] F. Marino, G. Catalán, P. Sánchez, S. Balle & O. Piro. *Thermo-Optical “Canard Orbits” and Excitable Limit Cycles*. Phys. Rev. Lett., vol. 92, page 073901, Feb 2004. [www](#)
- [Marino 05] F. Marino & S. Balle. *Excitable Optical Waves in Semiconductor Microcavities*. Phys. Rev. Lett., vol. 94, page 094101, Mar 2005. [www](#)
- [Miller 10] D. A. B. Miller. *Are optical transistors the logical next step?* Nature Photonics, 2010.
- [Moser 92] A. Moser & E. E. Latta. *Arrhenius parameters for the rate process leading to catastrophic damage of AlGaAs-GaAs laser facets*. J. Appl. Phys., vol. 71, no. 10, pages 4848–4853, 1992. [www](#)
- [Murray 90] J. D. Murray. *Mathematical biology*. 1990.
- [Nahmias 13] M.A. Nahmias, B.J. Shastri, A.N. Tait & P.R. Prucnal. *A Leaky Integrate-and-Fire Laser Neuron for Ultrafast Cogni-*



- tive Computing*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 19, no. 5, pages 1–12, Sept 2013.
- [Nguimdo 14] R. M. Nguimdo, G. Verschaffelt, J. Danckaert & G. Van der Sande. *Fast photonic information processing using semiconductor lasers with delayed optical feedback : Role of phase dynamics*. Opt. Express, 2014.
- [Pacault 76] A. Pacault, P. Hanusse, P. De Kepper, C. Vidal & J. Boissonade. *Phenomena in homogeneous chemical systems far from equilibrium*. Acc. Chem. Res., vol. 9, no. 12, pages 438–445, 1976. [www](#)
- [Peyghambarian 85] N. Peyghambarian & H. M. Gibbs. *Optical nonlinearity, bistability, and signal processing in semiconductors*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 2, no. 7, pages 1215–1227, Jul 1985. [www](#)
- [Plaza 97] F. Plaza, M. G. Velarde, F. T. Arecchi, S. Boccaletti, M. Ciofini & R. Meucci. *Excitability following an avalanche-collapse process*. Europhys. Lett., vol. 38, no. 2, page 85, 1997. [www](#)
- [Reitzenstein 10] S Reitzenstein & A. Forchel. *Quantum dot micropillars*. J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 43, no. 3, page 033001, 2010. [www](#)
- [Rivera 94] T. Rivera, F. R. Ladan, A.R. Izragl, R. Azoulay, R. Kuszelewicz & J. L. Oudar. *Reduced threshold all-optical bistability in etched quantum well microresonators*. Appl. Phys. Lett., vol. 64, 1994.
- [Rozanov 95] N. N. Rozanov, A. V. Fedorov, S. V. Fedorov & G. V. Khodova. *Particle-like light structures in a wide-aperture laser with saturable absorption*. JETP, vol. 80, 1995.
- [Segard 87] B. Segard, J. Zemmouri & B. Macke. *Noncritical slowing down in optical bistability*. Optics Communications, vol. 63, no. 5, pages 339 – 343, 1987. [www](#)
- [Selmi 14a] F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz & S. Barbay. *Absolute and relative refractory periods in a micropillar laser with saturable absorber*. volume 9134, pages 913411–913411–5, 2014. [www](#)
- [Selmi 14b] F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz & S. Barbay. *Relative Refractory Period in an Excitable Semiconductor Laser*. Phys. Rev. Lett., vol. 112, page 183902, May 2014. [www](#)
- [Simon 01] J. T. Simon, D. Arnaud & V. Rufin. *Spike-based strategies for rapid processing*. Neural Networks, vol. 14, pages 715–725, 2001.

- [Tai 88] K. Tai, T. R. Hayes, S. L. McCall & W. T. Tsang. *Optical measurement of surface recombination in InGaAs quantum well mesa structures*. Appl. Phys. Lett., vol. 53, no. 4, pages 302–303, 1988. [www](#)
- [Tredicce 04] J. R. Tredicce, G. L. Lippi, Paul Mandel, B. Charasse, A. Chevalier & B. Picqué. *Critical slowing down at a bifurcation*. American Journal of Physics, vol. 72, no. 6, pages 799–809, 2004. [www](#)
- [Tucker 10] R. S. Tucker. *The role of optics in computing*. Nature Photonics, vol. 4, 2010.
- [Ueda 88] U. Ueda. *Degradation of III–V Opto-Electronic Devices*. J. Electrochem. Soc., 1988.
- [Vaerenbergh 12] V. T. Vaerenbergh, F. Martin, M. Pauline, S. Thijs, K. Rajesh, M. Geert, S. Benjamin, D. Joni & B. Peter. *Cascadable excitability in microrings*. Opt. Express, vol. 20, no. 18, pages 20292–20308, Aug 2012. [www](#)
- [Vasconcellos 11] De. S. M. Vasconcellos, A. Calvar, A. Dousse, J. Suffczyński, N. Dupuis, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin & P. Senellart. *Spatial, spectral, and polarization properties of coupled micropillar cavities*. Appl. Phys. Lett., vol. 99, no. 10, pages –, 2011. [www](#)
- [Weicker 14] L. Weicker, T. Erneux, L. Keuninckx & J. Danckaert. *Analytical and experimental study of two delay-coupled excitable units*. Phys. Rev. E, vol. 89, page 012908, Jan 2014. [www](#)
- [Werner 02] M. K. Werner & W. Gerstner. *Stable Propagation of Activity Pulses in Populations of Spiking Neurons*. Neural Comput., vol. 14, page 987–997, 2002.
- [Wünsche 01] H. J. Wünsche, O. Brox, M. Radziunas & F. Henneberger. *Excitability of a Semiconductor Laser by a Two-Mode Homoclinic Bifurcation*. Phys. Rev. Lett., vol. 88, page 023901, Dec 2001. [www](#)
- [Yacomotti 06] A. M. Yacomotti, P. Monnier, F. Raineri, B. Ben Bakir, C. Seassal, R. Raj & J. A. Levenson. *Fast Thermo-Optical Excitability in a Two-Dimensional Photonic Crystal*. Phys. Rev. Lett., vol. 97, page 143904, Oct 2006. [www](#)
- [Yacomotti 13] A. M. Yacomotti, S. Haddadi & S. Barbay. *Self-pulsing nanocavity laser*. Phys. Rev. A, vol. 87, page 041804, Apr 2013. [www](#)

- [Yamada 93] M. Yamada. *A theoretical analysis of self-sustained pulsation phenomena in narrow-stripe semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron, vol. 29, page 1330, 1993.
- [Zhabotinsky 64] A.M. Zhabotinsky. *Periodical oxidation of malonic acid in solution (a study of the Belousov reaction kinetics)*. Biofizika, vol. 9, pages 306–311, 1964.