Nouvelle formulation de la fonction de transfert d'un laser à nanostructures quantiques pour les applications à la modulation haut-débit et aux phénomènes microscopiques non-linéaires

Cheng Wang, Frederic Grillot, Jacky Even

▶ **To cite this version:**

Cheng Wang, Frederic Grillot, Jacky Even. Nouvelle formulation de la fonction de transfert d'un laser à nanostructures quantiques pour les applications à la modulation haut-débit et aux phénomènes microscopiques non-linéaires. Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Jul 2012, lyon, France. hal-00805238

HAL Id: hal-00805238
https://hal.science/hal-00805238

Submitted on 28 Mar 2013

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.

NOUVELLE FORMULATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT D'UN LASER A NANOSTRUCTURES QUANTIQUES POUR LES APPLICATIONS A LA MODULATION HAUT-DEBIT ET AUX PHENOMENES MICROSCOPIQUES NON-LINEAIRES

Cheng Wang[1], Frédéric Grillot[1,2] et Jacky Even[1]

[1] *Université Européenne de Bretagne, INSA, CNRS FOTON, 20 avenue des buttes de Coesmes, 35708 Rennes Cedex 7, France*

[2] *Telecom Paristech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, UMR 5141, 46 rue Barrault, 75013 Paris, France*

frederic.grillot@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

L'exploitation des semi-conducteurs de basse dimensionnalité permet d'améliorer les propriétés des composants optoélectroniques de par un meilleur confinement quantique des électrons et des trous. L'objectif de cette contribution est d'étudier théoriquement les propriétés dynamiques des lasers nano-structurés InAs/InP(311B). Une nouvelle expression de la fonction de transfert en intensité du laser est proposée pour les systèmes à îlots quantiques. Les modèles classiques pour les puits quantiques sont étudiés par comparaison ainsi que des données expérimentales sur des lasers à îlots.

MOTS-CLEFS : *semiconducteurs, boîtes quantiques, dynamique des porteurs, exciton*

1. INTRODUCTION

L'inclusion de nanostructures quantiques dans la zone active des lasers à semi-conducteurs continue de susciter un vif intérêt. En effet, par opposition aux matériaux conventionnels massifs ou à puits quantiques, le caractère très localisé de la densité d'états conduit à l'obtention de propriétés remarquables telles que de faibles courants de seuil, un gain dynamique important ou une faible dérive de fréquence [1]. Bien que les lasers nano-structurés à modulation directe présentent de nombreux avantages, leurs bandes passantes de modulation restent cependant limitées à 10-12 GHz dans une gamme de longueur d'onde allant de 1300 nm à 1550 nm (c'est-à-dire à des valeurs bien inférieures à celles obtenues sur des lasers à puits quantiques). La bande passante de modulation est fortement dépendante de la fréquence de relaxation électron-photon et du taux d'amortissement du laser. La fréquence de résonance est limitée par la valeur maximale du gain modal et par les effets non-linéaires tandis que le taux d'amortissement est fortement exacerbé dans les lasers à nanostructures quantiques en raison des différents processus de diffusion. Cette étude a pour objectif d'une part, de clarifier les origines de la limitation de la bande passante de modulation dans les lasers à boîtes quantiques et d'autre part, de dégager des règles de sélection pour l'amélioration des propriétés dynamiques. Afin de pouvoir modéliser exhaustivement les lasers à boîtes quantiques, une approche fondée sur la théorie des réservoirs a été utilisée. L'utilisation d'un système d'équations différentielles couplées prenant en compte les principaux niveaux électroniques quantifiés de l'îlot permet de revisiter, dans l'approche petit-signal, la fonction de transfert du laser ainsi que les définitions de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement. En particulier, il est montré que, le processus d'échappement des porteurs, du niveau fondamental vers le niveau excité conduit à une fréquence de relaxation non-nulle à basse puissance et à une sur-augmentation du facteur d'amortissement.

2. MODELE NUMERIQUE

Le modèle est fondé sur la théorie des réservoirs, et suppose une relaxation des paires électrons-trous (excitons) en cascade (cf. figure 1) [2]. La dispersion en taille des boîtes quantiques

n'est pas prise en compte. Le couplage électronique horizontal entre porteurs s'effectue à l'intérieur d'une couche bidimensionnelle ou couche de mouillage (WL) assimilable à un puits quantique (le grand réservoir), située sous le plan des boîtes quantiques. Le couplage électronique vertical entre la (WL) et les boîtes quantiques, est quant à lui quantifié via différents temps de relaxation, capture et échappement des porteurs au travers du niveau de la (WL), du niveau fondamental (GS) et du premier niveau excité (ES).
Le système d'équations différentielles couplées peut alors se mettre sous la forme :

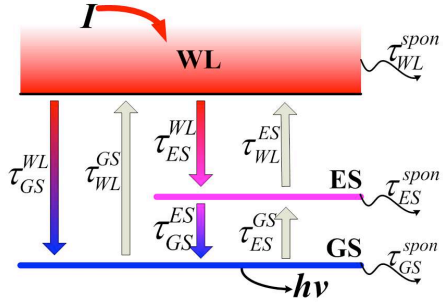

Fig. 1 Schéma illustrant la dynamique des porteurs dans la structure InAs/InP

$$\frac{dN_{WL}}{dt} = \frac{I}{q} + \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{ES}} - \frac{N_{WL}}{\tau_{ES}^{WL}} f_{ES} - \frac{N_{WL}}{\tau_{GS}^{WL}} f_{GS} - \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{spon}} + \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{GS}} \quad (1)$$

$$\frac{dN_{ES}}{dt} = \frac{N_{WL}}{\tau_{ES}^{WL}} f_{ES} + \frac{N_{GS}}{\tau_{ES}^{GS}} f_{ES} - \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{ES}} - \frac{N_{ES}}{\tau_{GS}^{ES}} f_{GS} - \frac{N_{ES}}{\tau_{ES}^{spon}} \quad (2)$$

$$\frac{dN_{GS}}{dt} = \frac{N_{WL}}{\tau_{GS}^{WL}} f_{GS} + \frac{N_{ES}}{\tau_{GS}^{ES}} f_{GS} - \frac{N_{GS}}{\tau_{ES}^{GS}} f_{ES} - \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon}} - g_{GS} v_g S_{GS} - \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{GS}} \quad (3)$$

$$\frac{dS_{GS}}{dt} = \Gamma_p g_{GS} v_g S_{GS} - \frac{S_{GS}}{\tau_P} + \beta_{SP} \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon}} \quad (4)$$

Dans les équations (1-4), on note $N_{WL,ES,GS}$ les nombres de porteurs dans la (WL), dans l'état (ES) et dans le niveau (GS) respectivement, S_{GS} le nombre de photons associés à l'émission stimulée sur le niveau (GS). Les quantités $\tau_{WL,ES,GS}^{spon}$ sont respectivement les taux d'émission spontanée, β_{SP} le facteur d'émission spontanée, Γ_p le facteur de confirment, v_g la vitesse de groupe, τ_p le temps de vie des photons, g_{GS} le gain du niveau fondamental et $f_{GS,ES}$ les probabilités de trouver un état vide (facteurs de blocage de Pauli) sur les niveaux d'énergies (GS) et (ES).
L'analyse petit-signal appliquée aux équations (1-4) conduit à la fonction de transfert :

$$H(w) \equiv \frac{R_0}{R_0 + jwR_1 - w^2 R_2 - jw^3 R_3 + w^4} \quad (5)$$

où R_0, R_1, R_2 et R_3 sont des paramètres prenant en compte toutes les constantes fondamentales des boîtes quantiques (liées au matériau et à la cavité).
La fréquence de relaxation et le taux d'amortissement y sont définis de la manière suivante :

$$w_R^2 = \frac{v_g a_{GS} S_{GS}}{\tau_p} + \left[\Gamma_p v_g a_{GS}^p S_{GS} + \frac{\Gamma_p \beta_{SP} N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon} S_{GS}}\right]\left(\frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{GS}} + \frac{1-\beta_{SP}}{\tau_{GS}^{spon}}\right) + \frac{\beta_{SP}}{\tau_{GS}^{spon} \tau_p} \quad (6)$$

$$\Gamma = v_g a_{GS} S_{GS}\left[1 + \frac{\Gamma_p a_{GS}^p}{a_{GS}}\right] + \frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{GS}} + \frac{1}{\tau_{GS}^{spon}} + \frac{\Gamma_p \beta_{SP} N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon} S_{GS}} \quad (7)$$

Les équations (6) et (7) constituent de nouvelles expressions de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement d'un laser à boîtes quantiques. Ces relations diffèrent de celles obtenues pour un laser à puits quantiques puisque le taux d'échappement des porteurs du niveau (GS) vers le niveau (ES) est explicite ainsi que le coefficient a_p quantifiant les effets de compression du matériau induit par les mécanismes de relaxation intra-bande.

3. RESULTATS NUMERIQUES

On considère un laser nano-structuré InAs/InP(311B) à facettes clivées dont la zone active contient cinq plans de boîtes quantiques InAs avec une densité par plan ~10^{11}cm^2 [3]. La longueur de la cavité est de 1,1 mm. Les expériences montrent une émission nominale sur l'état fondamentale à 1520 nm. La figure 2-(a) représente le carré de la fréquence de relaxation mesurée (points noirs) en fonction de la déviation du courant de pompe par rapport à sa valeur seuil. Pour de fortes valeurs du

courant de pompe, on observe un léger désaccord, la fréquence de résonance calculée (trait plein) étant supérieure à celle mesurée. Cette différence est attribuée au fait que la compression du gain a été négligée dans les simulations (a_p=0). Les calculs montrent également que le taux d'échappement des porteurs du niveau (GS) vers le niveau (ES) induit une valeur non-nulle de la fréquence de résonance à basse puissance. Ce décalage de fréquence est plus important que celui obtenu dans un laser à puits quantique et pour lequel la contribution de l'émission spontanée est prédominante [3]. La figure en insert montre également la réponse en intensité, mesurée pour deux courants de pompe distincts. Les résultats numériques (en traits pleins) issus de (5) conduisent à un bon accord avec les résultats expérimentaux. Enfin, la figure 2-(b) montrant l'évolution du taux d'amortissement en fonction du carré de la fréquence de relaxation, révèle un comportement connexe à la figure 2-(a) avec une sur-augmentation à faible puissance de pompe. A titre de comparaison, la figure en insert montre le résultat obtenu sur un laser à puits quantiques [4]. Les simulations prouvent que la sur-augmentation du taux d'amortissement est nettement plus importante dans un laser nano-structuré que dans une structure conventionnelle à puits quantiques [5]. L'équation (7) démontre que l'augmentation de l'amortissement est à nouveau attribué au taux d'échappement du niveau (GS) vers (ES). En effet, le taux d'échappement τ_{ES}^{GS} étant lié au temps relaxation des porteurs τ_{GS}^{ES} (lequel varie typiquement de 1 à 100 ps), les simulations numériques confirment que le paramètre τ_{GS}^{ES} joue un rôle majeur dans le comportement dynamique de l'oscillateur à faible niveau de pompage.

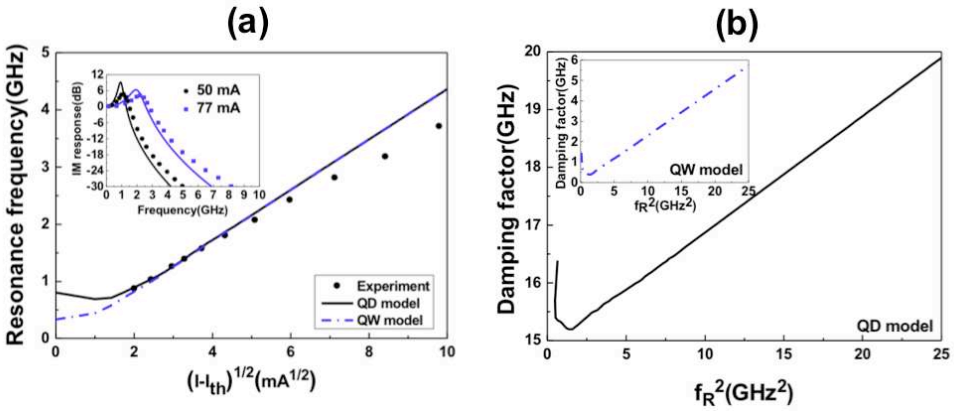

Fig 2. (a) Evolution de la fréquence de relaxation en fonction de la déviation du courant de pompe par rapport à la valeur seuil. Les points noirs représentent les valeurs mesurées issues de [3]. La figure en insert montre les réponses mesurées (carrés) et calculées (traits pleins) pour deux niveaux de pompage distincts ; (b) Taux d'amortissement calculé pour un laser nano-structuré [3] et pour un laser à puits quantiques (figure en insert).

CONCLUSION

Une nouvelle expression de la réponse petit-signal d'un laser à boîtes quantiques a été démontrée. L'analyse numérique a conduit à revisiter les définitions de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement. En particulier, l'échappement des porteurs du niveau (GS) vers le niveau (ES) a permis de montrer que pour de faible valeur du courant de pompe, une fréquence de résonance non-nulle couplée à une sur-augmentation du taux d'amortissement était obtenu. Ces résultats sont de première importance pour une meilleure compréhension de la physique des lasers nano-structurés et pour les applications qui en découlent.

RÉFÉRENCES

[1] M. T. Crowley et al., Semiconductors and Semimetals, Advances in Semiconductor Lasers, New York : Academic, (2012).
[2] K. Veselinov et al., IEEE J. Quantum Electron., vol. 43, pp. 810-816, (2007)
[3] A. Martinez et al., Appl. Phys. Lett., vol. 93, 021101, (2008)
[4] L.A. Coldren et S.W. Corzine, Wiley, New York, (1995)
[5] C. B. Su et al., IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp. 118-127, (1992)