

# SUPPRESSION DU BEAM STEERING DANS UN LASER À CASCADES QUANTIQUES SOUMIS À UNE CONTRE-RÉACTION OPTIQUE EXTERNE

Olivier Spitz<sup>1,2</sup>, Louise Jumpertz<sup>1,2</sup>, Simon Ferré<sup>2</sup>, Mathieu Carras<sup>2</sup>, et Frédéric Grillot<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 46 rue Barrault, 75013 Paris France

<sup>2</sup> mirSense, Centre d'Intégration Nano Innov, 8 avenue de la Vauve, 91120 Palaiseau, France

<sup>3</sup> Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, 1313 Goddard SE, Albuquerque, USA

olivier.spitz@telecom-paristech.fr

## RÉSUMÉ

Les lasers à cascades quantiques sont des sources semiconductrices exploitant les transitions inter-sous-bandes au sein de la bande de conduction. Pour les applications de forte puissance, la qualité du faisceau en champ proche est altérée, notamment par le *beam steering*. Dans cet article, nous montrons que le *beam steering* peut être efficacement supprimé tout en conservant une bonne qualité de faisceau en champ proche grâce à l'application d'une contre-réaction optique externe.

**MOTS-CLEFS :** Lasers à cascades quantiques ; contre-réaction optique ; champ proche ; *beam steering*

## 1. INTRODUCTION

Les lasers à cascades quantiques (LCQ) sont des sources semiconductrices basées sur des transitions inter-sous-bandes au sein de la bande de conduction. Pouvant émettre sur une large plage de longueurs d'onde allant du moyen infra-rouge au terahertz, les LCQ sont devenus une source privilégiée pour des applications telles que la spectroscopie de gaz, les communications en espace libre ou les contre-mesures optiques et ce grâce à leur compacité et leur efficacité à température ambiante. De nombreuses applications des LCQ exigent de fortes puissances notamment dans le domaine du moyen-infrarouge [1]. Afin d'accroître la puissance émise, il est possible d'augmenter la taille de la zone active du laser. Des puissances crêtes de 203 W ont ainsi pu être atteintes avec des structures de 400  $\mu\text{m}$  de large [2]. Cependant, ces performances se font au prix d'une détérioration de la qualité de faisceau et d'une mauvaise dissipation thermique pouvant détruire le composant. Le *beam steering* est l'une des sources de dégradation du faisceau. Il est lié à l'existence de plusieurs modes transverses dans la cavité et est donc présent à partir d'une largeur typique de 12  $\mu\text{m}$  dans le cas d'un LCQ émettant à 5  $\mu\text{m}$  [3]. Une des façons de s'en affranchir est de mettre en œuvre une contre-réaction optique externe [4] [5].

## 2. CARACTÉRISTIQUES DU LASER ÉTUDIÉ

Le LCQ Fabry-Perot que nous utilisons est composé de 30 couches de GaInAs/AlInAs comprises entre deux couches de InP [7]. Les dimensions de la structure sont respectivement 14  $\mu\text{m}$  de large et 3 mm de long. Un traitement hautement réfléchissant est apposé sur la facette arrière du laser dans le but de maximiser la puissance de sortie. La Figure. 1 montre les caractéristiques tension-courant et puissance-courant du laser. A la température ambiante (298 K), la tension de coude est d'environ 8 V, le courant de seuil de 396 mA, et la puissance moyenne émise de 78 mW pour un rapport cyclique de 3% (e.g. pour une impulsion de 600 ns à un taux de répétition de 50 kHz). En utilisant les équations de Maxwell et un logiciel utilisant la méthode des éléments finis, on peut simuler les modes du LCQ, comme montré sur l'insert de la Figure 1. On remarque ainsi que le mode TM0 et le mode TM1 sont simultanément présents dans la cavité. La coexistence de ces deux modes est responsable du *beam steering* et induit une déformation du faisceau.

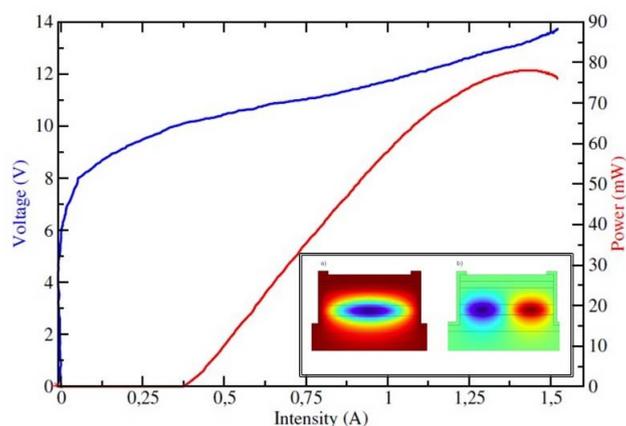


FIGURE 1 : Caractéristiques tension-courant et puissance-courant du LCQ étudié. En insert, simulation des modes TM0 et TM1 pouvant exister dans la cavité

### 3. SUPPRESSION DU BEAM STEERING PAR CONTRE-RÉACTION OPTIQUE EXTERNE

Le dispositif expérimental utilisé est détaillé en Figure 2. D'une part, la lame séparatrice permet d'obtenir une image du champ proche grâce à une caméra infrarouge composée d'une matrice de  $124 \times 124$  pixels, le faisceau étant focalisé grâce à une lentille de focale 1.87 mm. D'autre part, elle permet au faisceau d'être réfléchi sur un miroir avant d'être réinjecté dans la cavité du LCQ. Le rapport entre la puissance optique réinjectée dans le LCQ à la puissance optique émise par ce dernier est évalué à 5%. La lame séparatrice, placée à égale distance du miroir et de la caméra, permet d'avoir accès à l'image du champ proche réinjecté dans la cavité. La position relative ( $\Delta x$ ) du faisceau réinjecté par rapport au faisceau initial est un paramètre déterminant dans cette étude. Afin de pouvoir varier ce paramètre, le miroir est monté sur un support rotatif, qui permet de contrôler avec une précision de  $\pm 2'$  l'angle  $\theta$  du faisceau et donc de contrôler  $\Delta x$ .

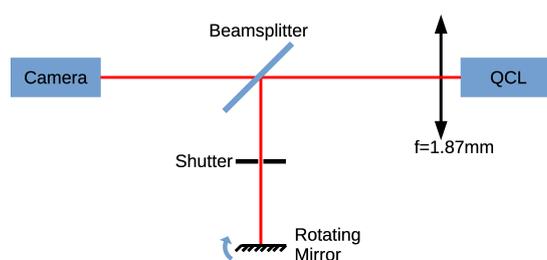


FIGURE 2 : Dispositif expérimental utilisé pour la contre-réaction optique externe

La Figure 3 montre le champ proche du LCQ lorsque celui-ci est soumis à la contre-réaction optique. Pour chaque diagramme, la courbe à deux dimensions est obtenue en sommant les intensités de chaque colonne de pixels. L'insert donne l'image obtenue grâce à la caméra infrarouge. La contre-réaction est centrée sur le faisceau initial lorsque  $\Delta x = 0 \mu\text{m}$ . La première et la dernière courbe ( $\Delta x = -10 \mu\text{m}$  et  $\Delta x = +10 \mu\text{m}$ ) correspondent aux cas où la contre-réaction optique est absente, le faisceau étant réinjecté en dehors de la cavité (le LCQ a une largeur totale de  $14 \mu\text{m}$ ). Ces deux courbes montrent l'existence du *beam steering* puisqu'on distingue deux maxima.

Lorsque l'angle varie, les deux maxima se détachent plus amplement ( $\Delta x = -7 \mu\text{m}$ ,  $\Delta x = -5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta x = +5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta x = +8 \mu\text{m}$ ). À l'approche de la position centrale, on ne distingue plus qu'un seul maximum mais celui-ci n'est pas centré sur le faisceau initial ( $\Delta x = -2 \mu\text{m}$ ,  $\Delta x = +2 \mu\text{m}$ ). La suppression totale du *beam*

*steering* intervient pour une contre-réaction centrée ( $\Delta x = 0 \mu\text{m}$ ). Pour ce cas particulier, le *beam steering* peut être efficacement supprimé tout en conservant une bonne qualité de faisceau en champ proche.

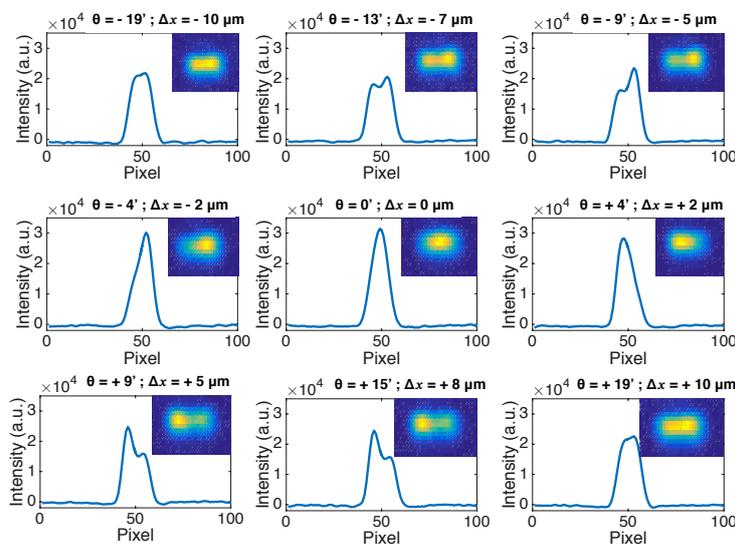


FIGURE 3 : Champ proche optique du LCQ en présence de contre-réaction optique pour différents angles. L’insert montre le champ proche détecté à l’aide de la caméra infrarouge

## CONCLUSION

Ce travail montre pour la première fois la possibilité de contrôler efficacement la qualité du faisceau d’un LCQ de forte puissance en utilisant une contre-réaction optique externe. Cela permet en effet de supprimer le *beam steering* et de favoriser le mode fondamental TM<sub>0</sub>. Les résultats obtenus pour une contre-réaction non-centrée pourraient être utilisés pour dévier le faisceau d’un laser fixe. De futures investigations concerneront des LCQ avec une zone active plus large afin de déterminer si le *beam steering* peut également être supprimé de cette manière. On obtiendrait ainsi des sources qui combinent à la fois qualité de faisceau et forte puissance.

## REMERCIEMENTS

Ce travail est soutenu par la Direction Générale de l’Armement (DGA)

## RÉFÉRENCES

- [1] J. Faist, [*Quantum Cascade Lasers*], Oxford University Press, 2013
- [2] D. Heydari, Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Slivken, M. Razeghi “High Brightness angled cavity quantum cascade lasers”, [*Appl. Phys. Lett.*], **106**(9), 091105, 2015
- [3] N. Yu, L. Diehl, E. Cubukcu, D. Bour, S. Corzine, G. Höfler, A. ,K. Wojcik, K. ,B. Crozier, A. Belyanin, F. Capasso, “Coherent coupling of multiple transverse modes in quantum cascade lasers”, [*Phys. Rev. Lett.*], **102**(1), 013901, 2009
- [4] J. ,R. Marciante, G. ,P. Agrawal, “Lateral spatial effects of feedback in gain-guided and broad-area semiconductor lasers”, [*IEEE J. Quantum Electron.*], **32**(9), 1630-1635, 1996
- [5] S. ,K. Mandre, I. Fischer, W. Elsässer, “Spatiotemporal emission dynamics of a broad-area semiconductor laser in an external cavity : Stabilization and feedback-induced instabilities”, [*Opt. commun.*] **244**, 355-365, 2005
- [6] L. Jumpertz, M. Carras, K. Schires, F. Grillot, “Regimes of external optical feedback in 5.6  $\mu\text{m}$  distributed feedback mid-infrared quantum cascade lasers”, [*Appl. Phys. Lett.*], **105**(13), - 2014
- [7] A. Evans, S. R. Darvish, S. Slivken, J. Nguyen Y. Bai, M. Razeghi, “Buried heterostructure quantum cascade lasers with high continuous-wave wall plug efficiency”, [*Appl. Phys. Lett.*], **91**, 071101, 2007

# DÉVELOPPEMENT ET INTÉGRATION DE LASERS À NANOSTRUCTURES III-V DE HAUTE COHÉRENCE ET ACCORDABLE POUR APPLICATIONS DANS LE PROCHE- ET MOYEN-IR : ÉMISSION MONO- ET BI-FRÉQUENCE

**Baptiste Chomet<sup>1</sup>, Laurence Ferrières<sup>2</sup>, Vincent Lecocq<sup>2</sup>, Mikhaël Myara<sup>1</sup>, Grégoire Beaudoin<sup>3</sup>, Isabelle Sagnes<sup>3</sup>, Laurent Cerutti<sup>1</sup>, Stéphane Denet<sup>2</sup> and Arnaud Garnache<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*IES-CNRS UMR5214, Univ. Montpellier, France*

<sup>2</sup>*INNOPTICS SAS, Talence, France*

<sup>3</sup>*LPN – CNRS-UPR20 – Site Alcatel de Marcoussis – 91469 Marcoussis, France*

baptiste.chomet@ies.univ-montp2.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation de composants lasers à nanostructures III-V mono- et bi-fréquence hautement cohérents de forte puissance intégrés dans un module industriel compact pour des applications dans le proche- et moyen-IR, basés sur la technologie des lasers émettant par la surface en cavité externe verticale. Une large accordabilité spectrale >3THz associée à une forte puissance optique >200mW dans un faisceau à la limite de diffraction et une largeur de raie < MHz sont atteints.

**MOTS-CLEFS :** *VECSEL, monofréquence, cohérence, accordabilité*

## INTRODUCTION

De nos jours, les technologies lasers trouvent des applications dans des domaines très variés tels que l'environnement, le médical, les télécoms, les radar-lidar, et plus récemment l'imagerie et la spectroscopie dans le domaine THz où des sources lumineuses accordables de forte puissance et de haute cohérence sont requises. S'appuyant sur le large domaine spectral accessible des matériaux à semi-conducteurs, la technologie des lasers émettant par la surface en cavité externe verticale [1] (VECSEL pour *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) semble être une solution attrayante pour atteindre une émission laser de haute cohérence et puissante sur une large plage spectrale. Offrant de tels performances dans le proche- et moyen-IR, la technologie VeCSEL à 0.8-1.1 $\mu$ m sur GaAs et à 2-2.7 $\mu$ m sur Sb pompée par diode semble donc être un excellent candidat, motivant l'intérêt de développer un composant industriel intégré qui surpasse les limitations des prototypes de laboratoire actuels. Notre expertise dans ce domaine nous permet de réaliser des composants laser de faible consommation dont les performances permettent de repousser les limites actuelles toutes technologies confondues dans les gammes spectral 0.8-1.1 $\mu$ m et 2-2.5 $\mu$ m.

## DESIGN ET PERFORMANCES DES COMPOSANTS VECSELS

Nous présentons ici le fonctionnement de composants lasers à semiconducteur III-V mono- et bi-fréquence de forte puissance, hautement cohérent et accordable sur une large bande spectrale, basés sur la technologie VECSEL intégrée dans un module industriel compact avec une électronique de contrôle [2]. Les VeCSELS (Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers) sont développés à partir d'une puce à semiconducteur (celle-ci est appelée "1/2 VCSEL" ou "Miroir à gain"), un gap d'air de dimension millimétrique et par un miroir diélectrique (R >99%) placé sur un élément piézo-électrique qui referme la cavité. En fonction de la longueur d'onde d'émission laser visée, le miroir à gain est épitaxié en MBE (GaAs) ou MOCVD (GaSb), celui-ci comprend un

miroir de Bragg de haute réflectivité ( $R > 99.9\%$ ) et une zone de gain composée de 6 à 12 puits quantiques. Le pompage est réalisé au moyen d'une simple diode laser, monomode ou multimode.

La configuration développée ici se démarque de ce que l'on trouve par ailleurs dans la littérature. De par sa géométrie, ce type de laser permet ainsi d'atteindre des puissances élevées ( $> 200\text{mW}$ ) avec une émission sur un ou plusieurs modes transverses de Laguerre-Gauss à la limite de diffraction ( $M^2 < 1.2$ ). De plus, celle-ci présente très peu de pertes intracavité, notamment parce que le milieu à gain est de faible épaisseur, mais aussi parce qu'aucun élément (filtre) n'est inséré dans la cavité. Malgré tout, une haute pureté spectrale ( $\text{SMSR} > 55\text{dB}$ ) est obtenue avec une polarisation linéaire (taux de suppression  $> 50\text{dB}$ ) et ce même à forte puissance intra-cavité ( $> \text{MW}/\text{cm}^2$ ) en tirant partie de la nature homogène du gain [3] et du fait que les interactions non linéaires pouvant mener à un régime multimode sont évitées grâce au design du miroir à gain. Bien que la cavité soit relativement courte, ce qui confère au composant un ensemble de propriétés telles que la compacité et l'accordabilité continue large (jusqu'à  $3\text{THz}$ ), le coefficient de qualité est élevé. Ce design de cavité à haute finesse ( $F > 1000$  pour la cavité froide) confère une dynamique de "classe-A" avec un bruit d'intensité limité par celui de la pompe et au shot noise au delà de  $200\text{MHz}$  RF ainsi qu'à une limite fondamentale de largeur de raie très basse ( $< 10\text{Hz}$ ). L'environnement innovant de ces composants lasers conduit à des largeurs de raie de l'ordre de  $100\text{kHz}$  sur des temps de  $1\text{ms}$  sans asservissement de fréquence.

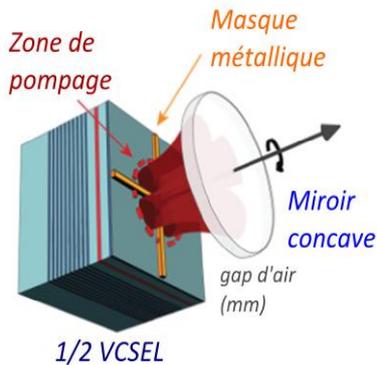


Fig 1: Design de la cavité laser et technologie VECSEL

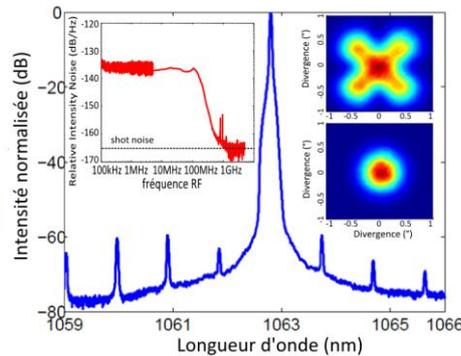


Fig 2: Spectre optique haute résolution et spectre RF (left inset) RIN (right inset) Distribution transverse de l'intensité du faisceau



Fig 3: Composant laser VECSEL intégré

## CONCLUSION

Grâce à l'association puissance-cohérence-accordabilité-compacité, les performances des composants lasers développés permettent de surpasser les limites des technologies actuelles. Un travail en cours permettra le développement de composants émettant de nouveaux états cohérents comme un faisceau VORTEX pour des applications en bio-photonique basés sur la technologie des métamatériaux [4].

## RÉFÉRENCES

- [1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache, "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser," *Opt. Express* 18, pp.14631 (2010).
- [2] Innoptics website, [www.innoptics.com](http://www.innoptics.com)
- [3] A. Garnache, A. Ouvrard, and D. Romanini "Single-frequency operation of External Cavity VCSELs : non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit " in *Optics Express* 15 (15), 9403-9417 (2007)
- [4] A. Garnache, et al., Patent UM2/CNRS, #EP14307037.3 (2014)

# MESURE DE DISPERSION IN SITU POUR LASER A VERROUILLAGE HARMONIQUE ET ACTIF DES MODES

Oriane Lelièvre<sup>1</sup>, Ghaya Baili<sup>1</sup>, Vincent Crozatier<sup>1</sup>, Fabienne Goldfarb<sup>2</sup>, Fabien Bretenaker<sup>2</sup>,  
Daniel Dolfi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Thales Research & Technology, 91120 Palaiseau, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS – Université Paris Sud – ENS Paris Saclay – Université Paris Saclay, 91400 Orsay, France*

[oriane.lelievre@thalesgroup.com](mailto:oriane.lelievre@thalesgroup.com)

## RÉSUMÉ

Nous présentons une technique de mesure in situ de la dispersion totale de lasers impulsions semi-conducteurs à verrouillage actif harmonique des modes.

**MOTS-CLEFS :** *laser à verrouillage de modes, optique microonde, dispersion*

## 1. INTRODUCTION

Les lasers à verrouillage de mode actif harmonique sont des sources optiques délivrant des impulsions picosecondes avec une faible gigue temporelle. La cadence du train d'impulsion en sortie du laser correspond à une harmonique de l'intervalle spectral libre de la cavité, excitée par un oscillateur radio fréquence (RF) pilotant le Mach-Zehnder (MZM). Dans ces conditions, il est possible d'obtenir des cadences dans la gamme 1-10 GHz avec une cavité faisant plusieurs centaines de mètres de long. Ces lasers sont des outils particulièrement adaptés pour le traitement de signaux RF assisté optiquement, ou pour les télécommunications temporelles [1] [2] [3].

Pour maîtriser la forme de l'impulsion en sortie du laser, il est nécessaire de connaître la dispersion intracavité. Pour ce faire, chaque élément du laser peut être caractérisé de façon séparée. Cette méthode reste cependant peu adaptée pour évaluer la dispersion des éléments actifs du laser, notamment de l'amplificateur optique. Dans le cas où ce dernier est un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA), la dispersion induite est très dépendante des conditions d'amplification et de l'impulsion entrante, du fait du couplage entre le gain et la phase optique [4]. Pour résoudre ce problème, nous présentons ici une mesure de la dispersion intracavité d'un laser à verrouillage de mode actif harmonique en fonctionnement. Cette approche permet une analyse globale de la dispersion de la cavité, mais permet également de remonter à la dispersion du milieu à gain.

## 2. PRINCIPE DE MESURE

Notre laser à verrouillage de mode suit l'architecture représentée en Fig. 1. Le milieu à gain est un SOA à 1.55  $\mu\text{m}$ . Tous les composants de la cavité sont fibrés. La longueur de la cavité est essentiellement donnée par une fibre optique de longueur  $L$ , dont la dispersion  $D$  peut être gérée indépendamment.

Pour mesurer la dispersion de notre laser, nous utilisons la méthode décrite dans [5], développée pour les lasers à verrouillage de mode passif. Cette méthode exploite la variation de la fréquence propre de la cavité, liée à sa dispersion, en fonction de la longueur d'onde centrale du spectre optique du laser. On intègre donc un filtre accordable en longueur d'onde dans la cavité du laser, dont on fait varier la longueur d'onde centrale sur l'ensemble de la bande de gain de l'amplificateur (80 nm). La largeur du filtre à mi-hauteur est fixée à 2 nm.

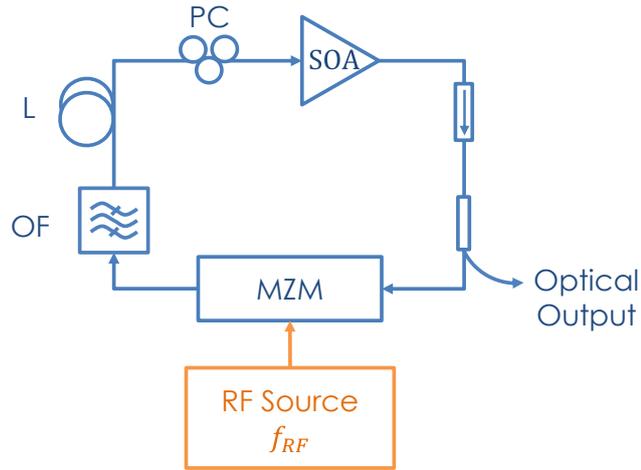


Fig. 1 : Schéma de principe du laser à verrouillage de mode actif (OF = Filtre Optique, PC = Contrôleur de Polarisation)

Lorsque l'on relève la fréquence de verrouillage du laser, proportionnelle à la fréquence propre de la cavité, en fonction de la longueur d'onde centrale imposée par le filtre optique, on peut remonter à la dispersion de la cavité en utilisant l'expression suivante :

$$-\frac{p}{f_{RF}^2} \times \frac{\Delta f}{\Delta \lambda} = \sum_i L_i D_i, \quad (1)$$

où  $p$  représente l'ordre harmonique du mode verrouillé par rapport à la fréquence propre de la cavité,  $f_{RF}$  la fréquence de verrouillage du laser,  $\Delta f$  la variation de fréquence de modulation du MZM,  $\Delta \lambda$  la variation de longueur d'onde de la mesure, et  $\sum_i L_i D_i$  la dispersion totale du laser en ps/nm.

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour valider le principe de mesure, on considère trois configurations (L,D) de laser suivantes : 100 m de fibre SMF28 (+17 ps/nm/km), 200 m de fibre SMF28, et 50 m de fibre à dispersion décalée (- 38 ps/nm/km). En Fig. 2 sont représentées les résultats expérimentaux pour chacune de ces configurations, respectivement notées (a), (b) et (c). Dans la configuration (c), le laser ne peut se verrouiller en dessous de 1530 nm à cause des pertes induites par la fibre à dispersion décalée, contrairement aux configurations (a) et (b).

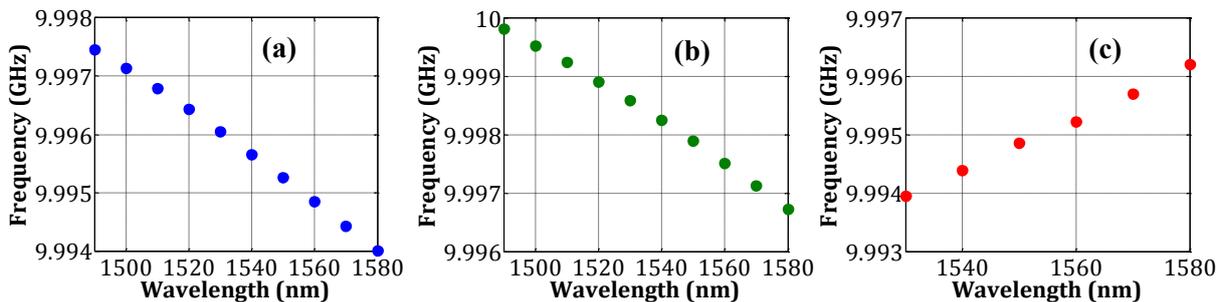


Fig. 2 : Variation de la fréquence de verrouillage en fonction de la longueur d'onde du laser pour les configurations (a), (b) et (c).

A partir de l'équation (1), on obtient une dispersion totale de 1,987 ps/nm pour la configuration (a), de 3,490 ps/nm pour la configuration (b) et de -1,474 ps/nm pour la configuration (c). Ces résultats sont en accord avec la variation de dispersion introduite par le changement de fibre intracavité, dont la dispersion est dominante dans la cavité.

Lorsque l'on soustrait la dispersion introduite par la fibre, on obtient respectivement des dispersions résiduelles de 0,287 ps/nm, 0,09 ps/nm et 0,426 ps/nm qui se répartissent entre les pigtaills des composants, et les composants eux-mêmes. L'écart entre ces trois valeurs s'explique par l'incertitude que nous avons sur les longueurs de fibre. Pour remonter à la dispersion du SOA, il est nécessaire de connaître la longueur des fibres précisément ainsi que les dispersions induites par les différents éléments.

### CONCLUSION

Nous avons présenté une technique de mesure in situ de la dispersion totale de lasers impulsions semi-conducteurs à verrouillage actif harmonique des modes. Des caractérisations complémentaires sont en cours pour déduire la dispersion du SOA. Une fois cette dispersion connue, nous pourrions optimiser la répartition spatiale de la dispersion dans la cavité laser. Cette méthode de mesure permet néanmoins déjà d'obtenir la dispersion totale du laser à verrouillage de mode, nécessaire à la modélisation du laser, en prenant en compte le SOA.

Ces travaux sont en partie financés par la Direction Générale de l'Armement (DGA) dans le cadre d'un projet de recherche.

### REFERENCES

- [1] D. Mandridis, I. Ozdur, F. Quinlan, M. Akbulut, J. J. Plant, P. W. Juodawlkis et P. J. Delfyett, «Low-noise, low repetition rate, semiconductor-based mode-locked laser source suitable for high bandwidth photonic analog-digital conversion,» *Appl. Opt.*, vol. 49, pp. 2850-2857, 2010
- [2] G. Baili et al., "Low noise semiconductor-based mode-locked laser at 800 nm suitable for high bandwidth photonic analogdigital conversion," *MWP and the 2014 9th APMP*, pp. 200-203, 2014.
- [3] C. Tripon-Canseliet et al., "High dynamic range single channel sampling of wideband RF signals using ultra-fast nanoscale photoconductive switching," *Electronics Letters*, vol. 52, pp. 237-239, 24 2016
- [4] G. Agrawal et N. Olsson, «Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, pp. 2297-2306, 1989.
- [5] W. H. Knox, «In situ measurement of complete intracavity dispersion in an operation Ti:sapphire femtosecond laser,» *Optics Letters*, vol. 17, pp. 514-516, 1992.

# VECSEL BI-FREQUENCE COHERENT : VERS UNE SOURCE THZ COMPACTE

Gaëlle Brévalle<sup>1</sup>, Mathieu Perrin<sup>1</sup>, Cyril Paranthoën<sup>1</sup>, Yoan Léger<sup>1</sup>, Christophe Levallois<sup>1</sup>,  
Hervé Folliot<sup>1</sup>, Mehdi Alouini<sup>1</sup>

<sup>1</sup>UMR FOTON, CNRS, INSA-Rennes, F-35708 Rennes, France

[gaelle.brevalle@insa-rennes.fr](mailto:gaelle.brevalle@insa-rennes.fr)

## RÉSUMÉ

Nous proposons un nouveau type de dispositif photonique permettant de concevoir une source laser bi-fréquence unique, combinant à la fois haute finesse spectrale, faible bruit et haute puissance, en vue de bénéficier de fréquence de battement dans le régime THz. L'originalité réside dans l'utilisation conjointe d'une architecture de type VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) et d'une zone active à boîtes quantiques InAs/InP, présentant un gain avec un fort caractère inhomogène. Son développement s'appuie sur des caractérisations spectroscopiques (photoluminescence, saturation du gain) et structurales dont nous présentons les résultats préliminaires.

**MOTS-CLEFS :** *Bi-fréquence ; VECSEL ; BQs InAs/InP ; Spectral Hole Burning*

## 1. INTRODUCTION

Le domaine TéraHertz (THz) est très attractif grâce à ses nombreuses applications telles que l'imagerie, la communication et la détection [1]. Néanmoins, la réalisation d'une source opérant à température ambiante dans la bande [1-10] THz compacte et accordable reste un défi pour la communauté scientifique [2]. Une alternative aux lasers à cascade quantique (QCL) consiste à exploiter le battement de fréquence entre deux lasers présentant une différence de fréquence de quelques THz, qui permet ensuite le rayonnement THz par photomélange sur des photoconducteurs ou photodiodes rapides [3]. Dans ce dernier cas, la qualité spectrale du rayonnement THz est intrinsèquement reliée à la finesse du battement, et donc à la largeur de raie spectrale et à la stabilité des deux lasers. L'utilisation de deux cavités lasers différentes ne mène pas à une onde THz purement monochromatique. Par conséquent des architectures VECSELS complexes utilisant deux modes oscillants spatialement séparés et légèrement couplés au sein de la même cavité ont été proposées [4][5][6], et ont permis la démonstration de battement de fréquence de quelques GHz, avec un élargissement spectral de 10 kHz. En plus de la complexité de ces démonstrations interdisant le recours à toute injection électrique, il s'avère difficile d'atteindre le domaine THz, la limitation principale étant liée au gain spectral des puits quantiques (PQs) ici utilisés. Les boîtes quantiques (BQs) ont été largement étudiées ces dernières années, et ont permis de montrer qu'elles pouvaient bénéficier d'un gain spectral large, présentant un fort caractère inhomogène par opposition aux PQs [7]. De récents travaux théoriques de L. Chusseau et al [8] ont mis en évidence que ces propriétés uniques permettaient un fonctionnement bi-fréquence cohérent au sein de la même zone active, ce qui a été très récemment démontré expérimentalement au sein de lasers conventionnels à 0.1 et 1 THz [9][2]. Nous présentons dans cet article des résultats préliminaires, en vue de réaliser des VECSELS à BQs InAs/InP émettant à 1.55  $\mu\text{m}$ , pour la réalisation d'un émetteur bi-fréquence pour le THz.

## 2. CARACTERISATION STRUCTURALE ET PHOTOLUMINESCENCE

Dans l'optique de réaliser des VECSELS bi-fréquence à BQs, il est dans un premier temps essentiel de disposer d'une zone active à BQs satisfaisant un certain nombre de contraintes. Le gain des BQs doit être inhomogène, suffisant pour atteindre le régime laser en configuration VECSEL, et centré aux longueurs d'onde télécom (1.55  $\mu\text{m}$ ). Il s'avère donc nécessaire d'optimiser les paramètres de croissance, afin de contrôler la densité surfacique et de limiter les effets de couplage

BQ à BQ, tout en contrôlant les longueurs d'onde d'émission. Nous contrôlons celles-ci par photoluminescence (PL), tandis que la densité surfacique est suivie par Microscopie à Force Atomique (AFM). Pour cette étude, les boîtes sont épitaxiées par MBE (Molecular Beam Epitaxy) avec différents paramètres de croissance : le flux d'Arsenic en sccm (Standard Cubic Centimeter per Minute) et la quantité d'InAs déposée en MonoCouche (1MC = 0.3nm). La figure 1a) représente le spectre de PL et le scan AFM pour un échantillon (1.5MC – 1 sccm). Avec ces paramètres, les boîtes émettent à 1530 nm et ont une densité de  $5.65 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  ; ce qui nous donne une distance moyenne entre boîtes de 5.95 nm. Quant à la figure 1b), il s'agit d'une synthèse des résultats pour les boîtes ayant pour paramètre 1.5MC : la densité de boîtes et la longueur d'onde centrale d'émission sont données en fonction du flux d'Arsenic. Lorsque le flux d'arsenic augmente, la longueur d'onde augmente et la densité diminue. Cette étude permettra un compromis entre les deux paramètres de croissance afin de répondre aux contraintes.

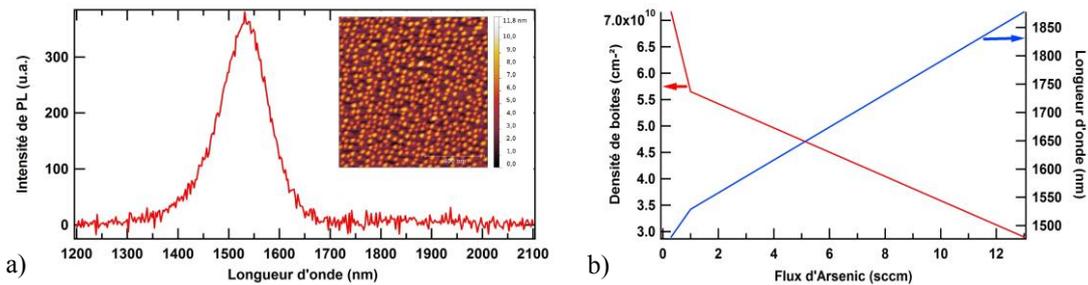


Fig. 1 : a) Spectre de Photoluminescence et image AFM ( $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ ) de boîtes pour 1.5MC et 1sccm  
b) Densité de boîtes et longueur d'onde en fonction du flux d'Arsenic pour 1.5MC

### 3. CARACTERISATION PAR SPECTROSCOPIE DE SATURATION : SPECTRAL HOLE BURNING

Afin de suivre l'élargissement homogène dans notre système, nous utilisons la spectroscopie de saturation, en anglais Spectral Hole Burning (SHB). Elle permet de s'affranchir de la largeur inhomogène du système due à la dispersion en taille des boîtes afin de retrouver la largeur homogène ; et ainsi obtenir le temps de décohérence (déphasage pur) [10]. En effet, lorsque l'on sature un ensemble inhomogène, un trou est observé dans le spectre d'absorption aux alentours de la longueur d'onde d'émission de la pompe. Ainsi, la largeur spectrale de hole burning mesurée par le laser de sonde est :

$$\Gamma_{hb} = 2\gamma = \frac{2}{T_2} \quad (1)$$

Où  $\gamma$  est la largeur homogène et  $T_2$  est le temps de décohérence. [11]

Pour réaliser le SHB, il faut deux lasers : un laser de pompe qui sature l'échantillon et un laser de sonde peu intense qui permet de récupérer le spectre d'absorption. Ce dernier doit donc être accordable. Afin de sélectionner la longueur d'onde du laser de sonde, nous utilisons un modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator - SLM) calibré pour une longueur d'onde de 1550 nm (facilement modifiable) [12][13]. Ce composant permet de modifier spatialement le front d'onde d'un faisceau laser à partir d'une image monochrome. Le lien entre le niveau de gris d'un pixel du SLM et la phase imprimée au faisceau en cet endroit a fait l'objet d'une caractérisation présentée sur la figure 2b).

Dans notre expérience, représentée sur la figure 2a), le SLM est utilisé en tant que filtre accordable placé en sortie d'un monochromateur. Le spectre émis par un oscillateur paramétrique optique de largeur spectrale  $\sim 20 \text{ nm}$  est étalé sur l'écran du SLM. Une bande autour de la longueur d'onde sélectionnée voit sa phase inchangée lors de la réflexion, retransverse le spectromètre et est envoyée sur l'échantillon. Les autres longueurs d'onde voient une phase dépendant linéairement de la position verticale – dégradé de phase sur la figure 2b). Ceci est équivalent à un miroir incliné et

permet d'enlever ces longueurs d'onde du faisceau. Nous disposons ainsi d'un laser de sonde accordable permettant de mesurer la saturation du gain et la largeur homogène des boîtes.

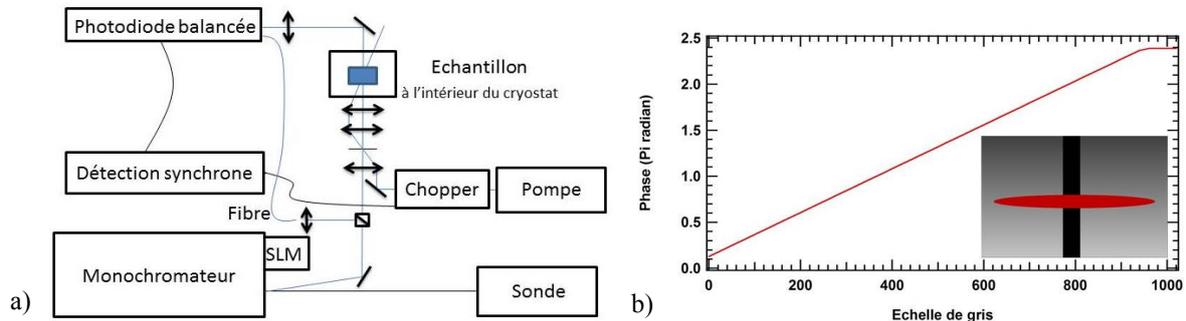


Fig. 2 : a) Schéma simplifié du Spectral Hole Burning b) Courbe de calibration du SLM pour 1550 nm et représentation de son écran : la tache rouge représente le faisceau de la sonde après son passage dans le monochromateur et la zone noire correspond à la longueur d'onde récupérée

## CONCLUSION

Nous avons montré que l'on peut contrôler la densité des boîtes et leur spectre de photoluminescence. Des premières mesures de largeur spectrale seront communiquées lors de la conférence. Ce projet de recherche collaboratif international est financé par l'Agence Nationale de la Recherche, au travers du projet ANR-IDYLIC (ANR-15-CE24-0034-01).

## RÉFÉRENCES

- [1] P. Varshney, V. Sajal, A. Upadhyay, J. A. Chakera, and R. Kumar, "Tunable terahertz radiation generation by nonlinear photomixing of cosh-Gaussian laser pulses in corrugated magnetized plasma," *Laser Part. Beams*, pp. 1–7, Mar. 2017.
- [2] K. Fedorova, A. Gorodetsky, and E. Rafailov, "Compact All-Quantum-Dot Based Tunable THz Laser Source," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2016.
- [3] A. K. Sokół, Ł. Piskorski, P. Śpiwak, and R. P. Sarzała, "Numerical study of VECSELs for generation of mid-infrared radiation," *Proc. SPIE 10087*, Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSELs) VII, 100870Q, 2017.
- [4] F. A. Camargo *et al.*, "Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium Line," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 14, pp. 1218–1220, Jul. 2012.
- [5] G. Baili *et al.*, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 3421–3423, Nov. 2009.
- [6] S. De, G. Baili, M. Alouini, J.-C. Harmand, S. Bouchoule, and F. Bretenaker, "Class-A dual-frequency VECSEL at telecom wavelength," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 19, pp. 5586–5589, Oct. 2014.
- [7] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, and A. Sakamoto, "Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dot lasers," *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 11, p. 7595, 2000.
- [8] L. Chusseau, F. Philippe, and F. Disanto, "Monte Carlo modeling of the dual-mode regime in quantum-well and quantum-dot semiconductor lasers," *Opt. Express*, vol. 22, no. 5, p. 5312, Mar. 2014.
- [9] K. Akahane *et al.*, "Stable Two-Mode Emission from Semiconductor Quantum Dot Laser," *Appl. Phys. Express*, vol. 6, no. 10, p. 104001, Oct. 2013.
- [10] S. D. T. Kruger, "Homogeneous Linewidth and Spectral Diffusion in Semiconductor Nanocrystals," PhD Thesis, University of Oregon, 2006.
- [11] D. T. Nguyen, "Spectroscopie optique non linéaire à 1,55  $\mu\text{m}$  de boîtes quantiques et de nanotubes de carbone," PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011.
- [12] A. Monmayrant, S. Weber, and B. Chatel, "A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization," *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 43, no. 10, p. 103001, May 2010.
- [13] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 5, pp. 1929–1960, 2000.

# PERFORMANCES D'UN SOA A GAIN BLOQUÉ (GC-SOA) DANS UN SYSTEME DE TRANSMISSION OPTIQUE CO-OFDM

Ammar Sharaiha<sup>1</sup>, Pascal Morel<sup>1</sup>, Stéphane Azou<sup>1</sup>, Jhon Diego Sierra Beltran<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Lab-STICC UMR CNRS 6285, École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), 29238 Brest, France

sharaiha@enib.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons une étude de performance d'un GC-SOA en présence d'une transmission CO-OFDM à 10, 40 et 100 Gb/s et nous les comparons par rapport aux résultats d'un SOA. L'étude a été effectuée par co-simulation à l'aide du logiciel VPItransmissionMaker™ pour la chaîne de transmission CO-OFDM et à l'aide du logiciel ADS de Keysight pour la modélisation du SOA et du GC-SOA. Nous montrons qu'une amélioration de 12 dB à 10 Gb/s, 8,5 dB à 40 Gb/s et 7,5 dB à 100 Gb/s de la plage de puissance d'entrée a été obtenue par un GC-SOA par rapport à un SOA.

**MOTS-CLEFS :** SOA ; GC-SOA ; format de modulation ; CO-OFDM.

## 1. INTRODUCTION

L'amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) est un composant polyvalent présentant un fort intérêt grâce à sa capacité d'intégration [1] et à sa large bande passante optique essentielle pour des systèmes de transmission WDM [2]. En présence de formats de modulation de type CO-OFDM (Coherent Optical Orthogonal Frequency Division Multiplexing), les effets non-linéaires dans un SOA peuvent avoir un impact sur la qualité des données transmises, particulièrement à fortes puissances [3]. L'emploi d'un SOA à gain bloqué (GC-SOA) permet d'opérer sur une plus large plage de puissance d'entrée par une stabilisation de la densité des porteurs [4]. Cette stabilisation est due à la présence de l'émission laser dans le SOA, résultant d'une réflectivité sélective en longueur d'onde en dehors de sa bande passante du gain.

Dans ce travail, nous présentons une étude de performance d'un GC-SOA en présence d'une transmission CO-OFDM à 10, 40 et 100 Gb/s et nous les comparons par rapport aux résultats d'un SOA standard.

## 2. MODELISATION DU SOA ET DU GC-SOA

Le modèle de SOA utilisé dans cette étude est un modèle large bande [5, 6]. Il prend en compte les non-linéarités d'auto-modulation et de modulation croisée du gain (SGM et XGM), d'auto-modulation et de modulation croisée de la phase (SPM et XPM) et du mélange à quatre ondes (FWM). La chaîne de transmission CO-OFDM intègre le modèle de SOA qui a été développé sous le logiciel ADS de Keysight [5, 6] ainsi que la modélisation du système CO-OFDM qui est effectuée en utilisant le logiciel VPItransmissionMaker™. Les résultats de transmission sont obtenus par la co-simulation entre ADS et VPI [3].

Pour le GC-SOA, nous avons introduit dans le modèle de SOA une condition de contre-réaction pour une longueur d'onde située loin du pic de gain du SOA. Ainsi, nous simulons le comportement d'un pseudo-mode laser par la mise en place de miroirs de Bragg, très sélectifs en fréquence, de part et d'autre du SOA. Pour ce faire, nous avons repris le comportement d'un pseudo mode d'émission spontanée amplifiée (ASE) en imposant des réflectivités et une largeur spectrale correspondant aux miroirs de Bragg [6]. Cette version simplifiée d'un mode laser permet de reproduire efficacement le comportement d'un GC-SOA qui sera ensuite inséré dans la même chaîne

de co-simulation CO-OFDM. Dans ce travail, le SOA utilisé est de longueur de 750  $\mu\text{m}$  et présente un pic de gain de 23 dB à 1510 nm. Les comportements statique et dynamique ainsi que les performances en présence d'une transmission CO-OFDM QPSK à 20 Gb/s ont été validés expérimentalement [3]. Le GC-SOA a été obtenu en imposant des réflectivités pour un mode d'ASE de 0,15 à 1482 nm et de largeur 0,1 nm. Les figures 1 (a), 1 (b) et 1 (c) montrent les caractéristiques statiques et dynamiques du SOA standard et dans le cas du gain bloqué (GC-SOA). Nous observons un blocage de gain de l'ordre de 18,2 dB au-delà d'un courant de polarisation de l'ordre de 110 mA (Fig. 1(a)), une augmentation de la puissance de saturation de gain de l'ordre de 7 dB pour un courant de polarisation de 200 mA (Fig. 1(b)). La figure 1 (c) montre le comportement dynamique du GC-SOA pour une transmission d'un signal incident OOK (On Off Keying) à 40 Gb/s. Nous remarquons une légère variation du niveau haut du diagramme de l'œil du GC-SOA. Cette variation est due à la constante de temps de stabilisation du pseudo-mode laser dans la cavité après plusieurs allers-retours lors du passage de la séquence binaire NRZ. La stabilisation peut être estimée à 20 – 30 ps qui est du même ordre de grandeur que la durée d'un bit (25 ps).

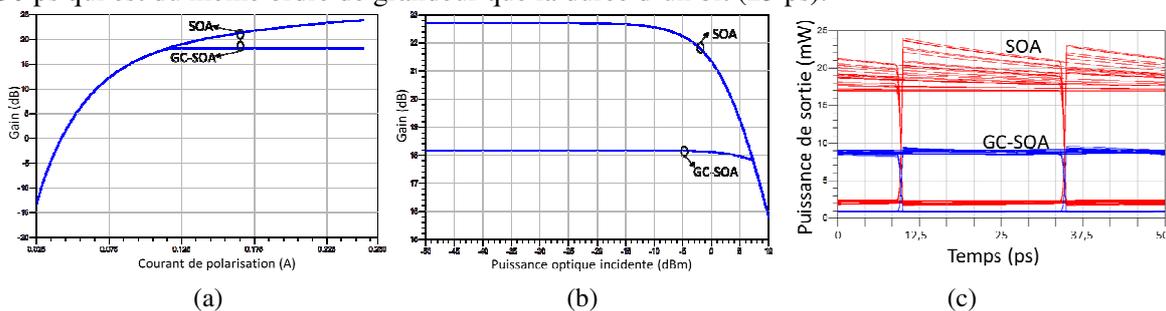


Fig. 1 : Caractéristiques statiques et dynamiques du SOA et du GC-SOA, (a) Gain en fonction du courant de polarisation pour une puissance incidente de -30 dBm à  $\lambda = 1540$  nm, (b) Gain en fonction de la puissance incidente pour un courant de polarisation  $I = 200$  mA et  $\lambda = 1540$  nm, (c) Diagramme de l'œil à la sortie du SOA pour une transmission d'un signal OOK à 40 Gb/s pour  $I = 200$  mA et  $\lambda = 1540$  nm.

### 3. PERFORMANCES DU SOA ET DU GC-SOA DANS UN SYSTEME DE TRANSMISSION CO-OFDM

L'EVM (Error Vector Magnitude) est calculé pour un signal QPSK CO-OFDM de 128 sous-porteuses à 10 Gb/s, 40 Gb/s et 100 Gb/s et amplifié par le SOA et le GC-SOA en fonction de la puissance optique moyenne incidente (Fig.2). Nous constatons d'abord la dégradation de l'EVM pour le SOA et le GC-SOA lorsque la puissance d'entrée est très faible. Ceci est dû à l'ASE [3]. Son influence est diminuée par l'augmentation de la puissance du signal ce qui induit une amélioration de l'EVM. Nous remarquons que l'EVM du GC-SOA à faible puissance est sensiblement supérieure à celle du SOA en raison d'une légère dégradation de son facteur de bruit [6].

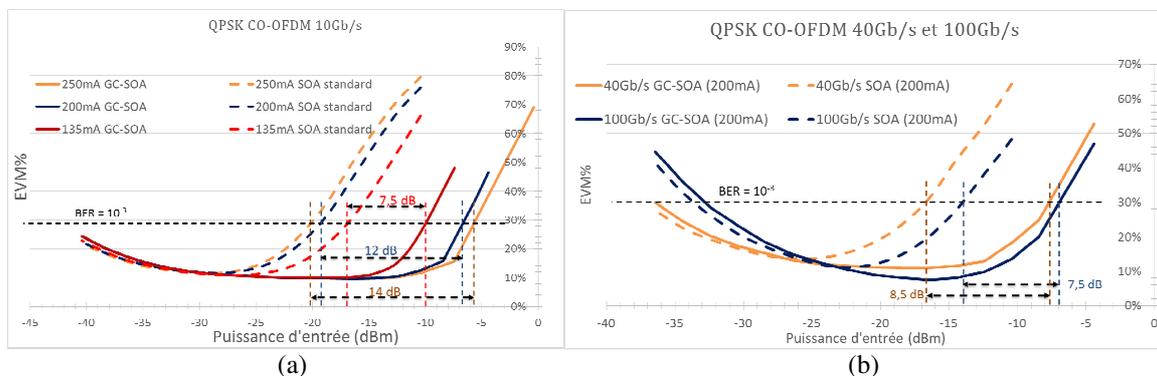


Fig. 2 EVM pour une transmission QPSK CO-OFDM amplifiée par le SOA et le GC-SOA en fonction de la puissance optique incidente et à  $\lambda = 1540$  nm (a) transmission à 10 Gb/s pour plusieurs courants de polarisation (b) transmission à 40 Gb/s et 100 Gb/s pour  $I = 200$  mA.

En comparant les résultats de l'EVM pour les puissances d'entrée plus élevées dans les deux configurations (SOA et GC-SOA), une diminution importante de l'EVM est observée pour le GC-SOA due à la linéarisation de son comportement par la stabilité de la densité de ses porteurs par le blocage du gain. Une augmentation de plage de puissance d'entrée, pour le même EVM équivalent à un BER de  $10^{-3}$ , peut atteindre à 10 Gb/s environ 7,5 dB, 12 dB et 14 dB pour les courants 135 mA, 200 mA et 250 mA respectivement (Fig. 2(a)).

L'amélioration de la plage de puissance avec le courant de polarisation est principalement due à l'augmentation de la puissance de saturation pour le même gain bloqué. En augmentant le débit, l'amélioration de la plage de puissance à 200 mA passe de 12 dB à 8,5 dB à 40 Gb/s et à 7,5 dB à 100 Gb/s (Fig. 2(b)). Ceci peut être attribué au maintien du niveau de la linéarité du GC-SOA tandis que les non-linéarités du SOA s'atténuent avec l'augmentation du débit et également par la diminution du FWM lors de l'augmentation de l'intervalle fréquentiel entre sous-porteuses en augmentant la largeur de la bande du signal QPSK CO-OFDM avec le débit [3].

### CONCLUSION

Nous avons montré par simulation qu'un GC-SOA présente des résultats prometteurs par rapport à un SOA standard dans le cadre des transmissions signaux QPSK CO-OFDM. Il améliore la plage de puissance d'entrée, pour la même EVM équivalent à un BER de  $10^{-3}$ , de 12 dB à 10 Gb/s, de 8,5 dB à 40 Gb/s et de 7,5 dB à 100 Gb/s. Une étude du comportement dynamique du GC-SOA en présence d'une transmission à haut-débit ainsi qu'une validation expérimentale sont en perspective pour ce travail.

### REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient Romain Brenot de III-V Lab pour les discussions fructueuses dans ce travail.

### RÉFÉRENCES

- [1] M. Anagnosti, C. Caillaud, J-F. Paret, F. Pommereau, G. Glastre, F. Blache and M. Achouche, "Record gain x bandwidth (6.1 THz) monolithically integrated SOA-UTC photoreceiver for 100-Gbit/s applications", Proceedings ECOC, We.2.4.1, Cannes, France, 2014.
- [2] T. Motaweh, P. Morel, A. Sharaiha, R. Brenot, A. Verdier, M. Guégan, "Wideband gain MQW-SOA modeling and saturation power improvement in a tri-electrode configuration", Journal of Lightwave Technology, DOI 10.1109/JLT.2017.2657821.
- [3] H. Khaleghi, P. Morel, A. Sharaiha, T. Rampone, "Experimental Validation of Numerical Simulations and Performance Analysis of a Coherent Optical-OFDM Transmission System Employing a Semiconductor Optical Amplifier", Journal of Lightwave Technology, Vol. 31, N°.1, p. 161- 170, January, 2013.
- [4] R. Brenot, S. Kerboeuf, N. Bouché, F. Mallecot, V. Colson, O. Gauthier-Lafaye, M. Picq, J.G. Provost and B. Thédrez, "New low chirp and high power semiconductor amplifier for 10 Gbit/s metropolitan transmission", Proceedings ECOC, Th 3.5.3, Rimini, Italy, 2003.
- [5] P. Morel, A. Sharaiha, "Wideband Time-Domain Transfer Matrix Model Equivalent Circuit for Short Pulse Propagation in Semiconductor Optical Amplifiers", Journal of Quantum Electronics, vol. 45, no. 2, pp. 103-116, February 2009.
- [6] P. Morel, "Etude d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs large bande pour les réseaux métropolitains", Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, 2006.

# OSCILLATEURS A BOITES QUANTIQUES A TRES FAIBLE LARGEUR DE RAIE POUR LES SYSTEMES OPTIQUES COHERENTS

**Jianan Duan<sup>1</sup>, Heming Huang<sup>1</sup>, Kevin Schires<sup>1</sup>, Philip Poole<sup>2</sup>, et Frédéric Grillot<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>*LTCI, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 46 rue Barrault, 75013 Paris, France*

<sup>2</sup>*NRC Canada, 1200 Montreal Road, Building M-50, Room 162, Ottawa, Canada*

<sup>3</sup>*Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, 1313 Goddard SE, Albuquerque, NM, USA*

[jianan.duan@telecom-paristech.fr](mailto:jianan.duan@telecom-paristech.fr)

## RÉSUMÉ

Ce travail porte sur l'étude de la largeur de raie de lasers à boîtes quantiques InAs/InP émettant à 1520 nm. La qualité de la croissance épitaxiale couplée au faible facteur d'inversion de population révèle une largeur spectrale record proche de 150 kHz. Le contrôle des non-linéarités spatiales dans la cavité montre en sus la possibilité de contenir le bruit de phase sur une large gamme de courant.

**MOTS-CLEFS :** *laser à boîte quantique ; largeur de raie, communications cohérentes.*

## 1. INTRODUCTION

L'augmentation de la capacité de transmission des réseaux fibrés et de la bande passante est aujourd'hui largement sous-tendue par le développement des communications optiques cohérentes. Dans ce cadre, l'information n'est plus uniquement portée par l'amplitude mais aussi par la phase ce qui signifie que ces systèmes nécessitent l'utilisation de sources optiques à très faible largeur de raie, à la fois au niveau des transmetteurs et des oscillateurs locaux [1]. Plusieurs solutions ont été proposées dans le but de réduire substantiellement la largeur de raie d'un laser à semi-conducteurs, notamment via l'utilisation d'une cavité externe ou plus récemment en utilisant des procédés technologiques alliant matériaux III-V et silicium [2,3]. Une alternative plus simple repose sur l'utilisation d'un milieu de gain composé de boîtes quantiques. En effet, grâce au caractère très localisé de la densité d'états [4], l'inclusion de boîtes quantiques dans la zone active du laser peut produire une largeur spectral beaucoup plus faible par comparaison aux sources traditionnelles à matériaux massifs ou à puits quantiques. L'objectif de ce travail est de mettre en exergue les avantages des boîtes quantiques pour la réalisation de sources optiques à faible bruit de phase.

## 2. DESCRIPTION DES LASERS ET DU MONTAGE EXPERIMENTAL

Les lasers étudiés sont des structures monomode à réaction distribuée (DFB). La fig. 1(a) montre une coupe transversale prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la zone active du laser et du réseau de Bragg possédant un coefficient de couplage d'environ  $20 \text{ cm}^{-1}$ . Le milieu actif comporte 5 plans de boîtes quantiques InAs dont la croissance a été réalisée par épitaxie par jets moléculaire (MBE) sur substrat InP. Les nanostructures font environ  $1,6 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$  (hauteur  $\times$  largeur), avec une densité d'environ  $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  par plan. Le premier laser étudié possède deux facettes traitées antireflets (AR/AR) tandis que le deuxième est de type AR/HR où HR correspond au revêtement de haute réflectivité appliqué sur la facette arrière. Pour les deux dispositifs, la longueur de la cavité optique est 1 mm, la largeur du ruban est  $3 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde d'émission est de 1520 nm. Les fig. 1(b) et 1(c) montrent les caractéristiques courant-puissance et les spectres optique mesurés à 100 mA (marqueurs rouges) pour les deux lasers. A la température de la pièce (293 K), le courant de seuil est de 47,5 mA pour le laser AR/AR et de 49 mA pour le laser AR/HR.

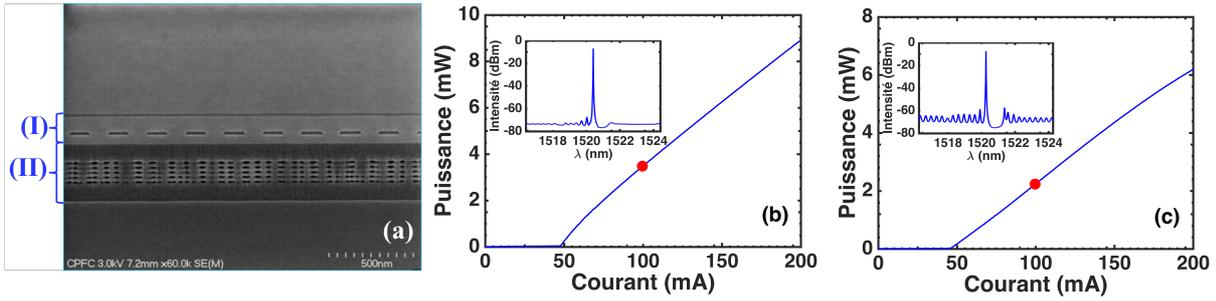


Fig. 1 : Image MEB (a) montrant une coupe transversale de la zone active du laser, le réseau de diffraction (I) ainsi que les plans de boîtes quantiques (II) ; Courbes courant-puissance et spectres optiques à 100 mA pour les lasers DFB InAs/InP AR/AR (b) et AR/HR (c).

La fig. 2(a) représente le montage interférométrique utilisé pour les mesures de largeur de raie. Le couplage du faisceau est réalisé à partir d'une fibre micro-lentillée traitée AR. La mesure repose sur un battement auto-hétérodyne qui consiste à faire interférer une partie l'onde laser avec elle-même après un retard et un décalage en fréquence [4]. Afin de limiter les réflexions parasites, deux isolateurs optiques (isolation > 60 dB) sont insérés en amont. La moitié du signal est décalée de 100 MHz par un modulateur acousto-optique (AOM) dans un des bras de l'interféromètre, tandis que l'autre partie se propage dans le bras incorporant une bobine de fibre de 25 km. A la sortie, le battement entre les deux champs est détecté par une photodiode (PD) rapide puis mesuré sur un l'analyseur de spectre électrique (ESA). L'analyse du spectre RF permet de remonter ensuite à la largeur de raie optique en utilisant un profil de Voigt qui correspond au produit de convolution d'une fonction gaussienne et lorentzienne [5]. La fig. 2 (b) montre un exemple de spectre RF normalisé (points bleus) pour le laser AR/HR et le profil de Voigt correspondant (en rouge). Afin de suivre l'évolution de la puissance couplée et du spectre optique, un analyseur de spectre optique (OSA) et un puissance-mètre sont utilisés sur les sorties 2 et 3 de l'interrupteur optique.

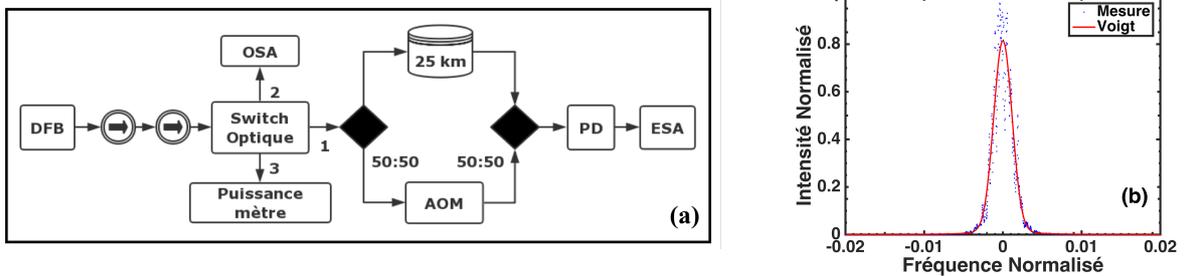


Fig. 2 : (a) Montage interférométrique pour la mesure de largeur de raie ; (b) Spectre RF normalisé (points bleus) et profil de Voigt (courbe rouge)

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La principale source de bruit des diodes lasers est l'émission spontanée de photons dans le mode laser. L'émission spontanée ajoute deux déphasages aléatoires au champ laser: l'un dépend directement de la phase du photon spontané; l'autre est dû à la variation de l'intensité, par l'intermédiaire du couplage phase-amplitude : toute variation de l'intensité du champ provoque une variation du gain optique qui, en modifiant l'indice effectif, modifie la phase du champ. C'est le facteur d'élargissement spectral du laser  $\alpha_H$  qui traduit ce couplage. Dans ces conditions la formule de Schawlow-Townes modifiée donnant la largeur de raie spectrale est donnée par la relation :

$$\Delta\nu = \frac{\Gamma_{g_{th}} v_g^2 \alpha_m h\nu}{4\pi P_0} n_{sp} (1 + \alpha_H^2) \quad (1)$$

avec  $\alpha_H$  le facteur d'élargissement spectral,  $\Gamma_{g_{th}}$  le gain modal de seuil,  $\alpha_m$  les pertes de transmissions de la cavité,  $v_g$  la vitesse de groupe,  $h\nu$  l'énergie du photon,  $n_{sp}$  le facteur d'inversion

de population, et  $P_0$  la puissance de sortie du laser. La fig. 3 représente l'évolution de la largeur de raie mesurée pour les deux lasers en fonction du courant de pompe (normalisé par rapport au courant de seuil). Pour le laser DFB AR/HR, une largeur de raie record proche de 150 kHz est obtenue. En utilisant (1), on trouve  $n_{sp}(1 + \alpha_H^2) \approx 3,1$  à  $P_0 = 2,2$  mW, valeur environ 7 fois inférieure à celle publiée sur une structure DFB à boîtes quantiques InAs/GaAs ayant une largeur de raie de 800 kHz [4]. Ainsi, la très faible largeur de raie observée s'explique par un facteur d'inversion proche de l'unité et un paramètre  $\alpha_H \approx 1,5$ . Cependant, la fig. 3(a) montre l'occurrence d'un ré-élargissement spectral avec le courant de pompe. Cet effet déjà analysé numériquement [6] est la résultante des non-linéarités spatiales dans la cavité renforcées ici par la forte asymétrie entre les réflectivités et par les interactions porteurs-porteurs dans les nanostructures. La fig. 3(b) montre que le ré-élargissement disparaît dans le cas du laser DFB AR/AR. Ainsi, l'utilisation des traitements antireflets sur les deux facettes permet de diminuer fortement les non-linéarités spatiales et de garantir une largeur de raie (proche de 300 kHz) relativement indépendante du courant.

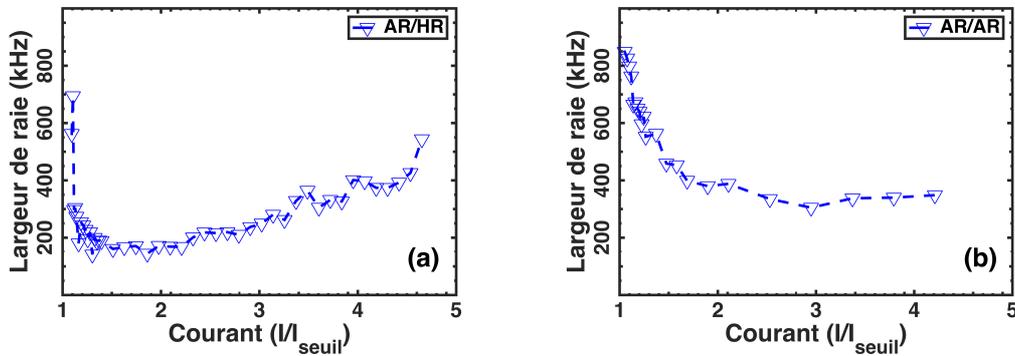


Fig. 3 : Largeur de raie en fonction du courant de pompe normalisé pour les lasers DFB AR/HR (a) et AR/AR (b).

## CONCLUSIONS

Ce travail montre le potentiel de la technologie boîtes quantiques pour la réalisation de d'oscillateurs à faible bruit de phase. Une largeur de raie spectrale record d'environ 150 kHz est révélée. Le contrôle des non-linéarités spatiales montre la possibilité de contenir le bruit de phase sur une large gamme de courant. Notons que nos résultats corroborent certaines valeurs récemment rapportées dans la littérature sur des structures similaires [7]. Les sources à boîtes quantiques sont donc très performantes et peuvent être utilisées pour limiter la sensibilité de la réception au bruit de phase de l'oscillateur local dans les futurs systèmes cohérents.

## RÉFÉRENCES

- [1] M. Nakazawa, K. Kikuchi, and T. Miyazaki, High spectral density optical communication technologies, Springer, (2010).
- [2] W. Liang, V. Ilchenko, A. Savchenkov, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, "Whispering-gallery-mode-resonator-based ultranarrow linewidth external-cavity semiconductor laser," Opt. Letts, **35**, pp. 2822, (2010).
- [3] C. T. Santis, S. T. Steger, Y. Vilenchik, A. Vasilyev, and A. Yariv, Proc. Natl. Acad. Sci., **111**, pp. 2879 (2014).
- [4] M. T. Crowley, N. A. Naderi, H. Su, F. Grillot, and L. F., Lester, "GaAs-Based Quantum Dot Lasers," Advances in Semiconductor Lasers, pp. 371, (2012).
- [5] G. K. Wertheim, M. A. Butler, K. W. West, and D. N. E. Buchanan, "Determination of the Gaussian and Lorentzian content of experimental line shapes", Review of Scientific Instruments, **45**, pp. 1369 (1974).
- [6] S. Melnik, G. Huyet, and A.V. Uskov, "The linewidth enhancement factor  $\alpha$  of quantum dot semiconductor lasers", Opt. Express, vol.14, no. 7, pp. 2950-2955(2006).
- [7] A. Becker, V. Sichkovskiy, M. Bjelica, O. Eyal, P. Baum, A. Ripplien, F. Schnabel, B. Witzigmann, G. Eisenstein, and J. P. Reithmaier, pp. 97670Q, SPIE OPTO, (2016)