

Gestion de la dispersion chromatique d'un laser à verrouillage de modes pour l'optimisation en bruit de phase d'un COEO employant un SOA

Alexis Bougaud¹, Arnaud Fernandez¹, Olivier Llopis¹

¹ LAAS, Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes, 31400 Toulouse, France

abougaud@laas.fr

RESUME

Nous proposons une étude analytique, numérique et expérimentale permettant de quantifier le profil d'amplitude et de phase des impulsions picosecondes générées par un laser à verrouillage de modes fibré à base d'amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) en vue d'optimiser les performances en bruit de phase d'un oscillateur optoélectronique couplé (COEO) oscillant à 10 GHz. Nous allons démontrer qu'une très faible dispersion anormale prévaut à l'optimisation d'un COEO.

MOTS-CLEFS : laser à verrouillage de modes actif ; COEO ; SOA ; dispersion chromatique ; modèle analytique ; modèle numérique ; impulsions courtes.

1. INTRODUCTION

Les lasers à verrouillage de modes permettent de synthétiser des impulsions optiques picosecondes et présentent un intérêt particulier dans le cadre des COEO pour synthétiser des fréquences microondes optimisées en bruit de phase. La largeur à mi-hauteur et la puissance crête des impulsions optiques avant photodétection impacte la performance en bruit de phase [1,2]. La gestion de la dispersion chromatique intra ($\beta_{2\Sigma,1}$) et extra ($\beta_{2\Sigma,2}$) cavité est un levier permettant d'y parvenir. Dans ce contexte, un laser impulsif comprenant un SOA reste une configuration favorisant l'optimisation du bruit proche porteuse. En raison de ses propriétés non-linéaires de saturation dynamique du gain et d'auto-modulation de phase, le SOA complexifie la mise en équation du profil complexe de l'impulsion à l'état stationnaire. Nous proposons ainsi une approche numérique itérative (attracteur d'Ikeda) [3]. Les résultats de modélisation sont confirmés par des résultats expérimentaux. Par une approche analytique gaussienne empruntée au formalisme de Siegman [4] nous mettons en équation les paramètres de l'impulsion stabilisée en fonction de la dispersion intra-cavité et démontrons l'instabilité du laser autour du zéro de dispersion

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULATIONS NUMERIQUES

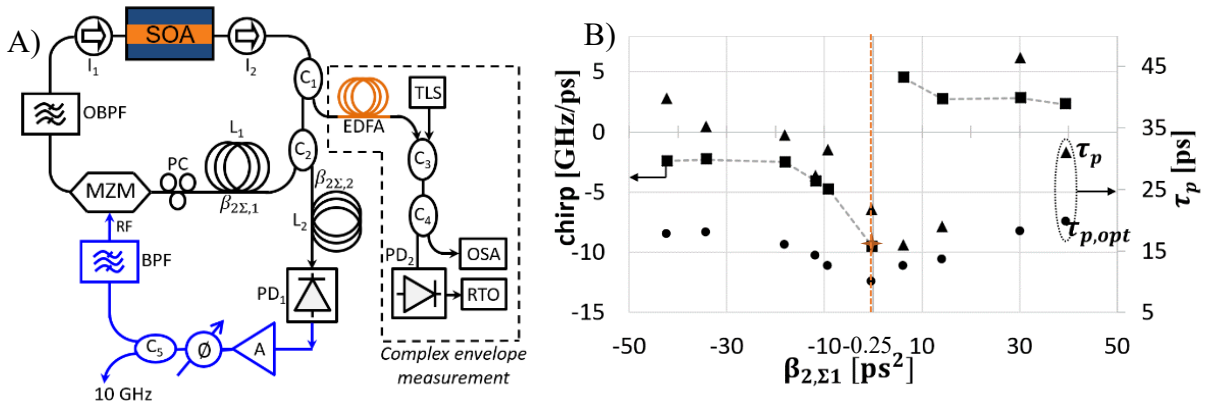


Figure 1 : A) Schéma du COEO étudié. Le dispositif de mesure des impulsions est décrit. Il requiert un laser accordable (TLS) et un oscilloscope temps-réel (RTO). B) Illustration de l'évolution en fonction de la dispersion totale intra-cavité ($\beta_{2\Sigma,1}$) du chirp (carré) et de la largeur à mi-hauteur des impulsions avant (triangle) et après (rond) compensation optimale du chirp par la fibre de dispersion $\beta_{2\Sigma,2}$.

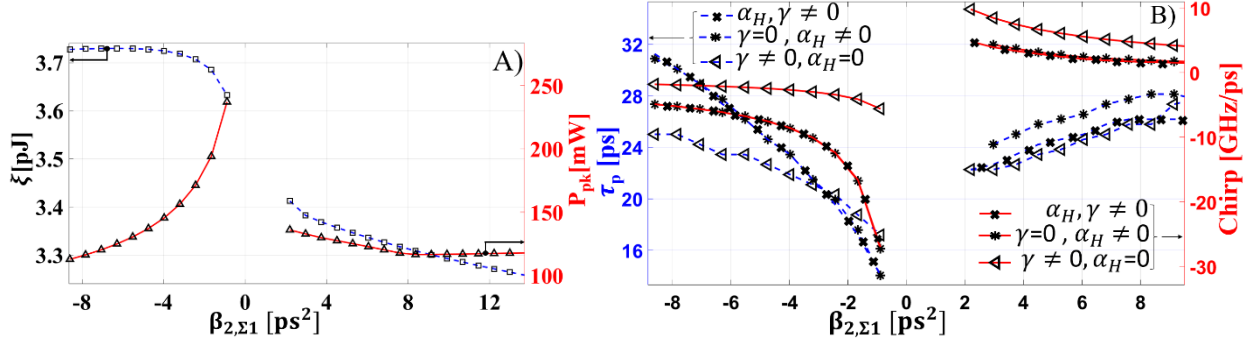


Figure 2 : Résultats numériques illustrant A) l'énergie et la puissance crête des impulsions en fonction de $\beta_{2\Sigma,1}$. B) Tracé des valeurs de chirp et de τ_p en fonction de $\beta_{2\Sigma,1}$ et selon la prise en compte ou non du facteur de Henry α_H (SOA) et de l'effet Kerr γ dans la boucle fibrée de longueur L_1 .

Nous avons mesuré par une technique « step heterodyne » [5] les profils d'amplitude et de phase des impulsions en régime stabilisé pour une large gamme de dispersion chromatique ($\beta_{2\Sigma,1}$). Les résultats de la Fig. 1B illustrent qu'une faible dispersion anormale (-0.25 ps^2) est préférable car le chirp y est le plus élevé et la largeur à mi-hauteur τ_p minimale. Ce régime garantit une impulsion encore plus brève et intense après compensation de son chirp par $\beta_{2\Sigma,2}$ avant photodétection.

La Fig. 2 illustre les résultats de modélisation numérique du laser par une technique itérative. La propagation dans le SOA est modélisée par la résolution d'un système d'équations tenant compte des effets de saturation et de régénération du gain source de « red-shift » et d'auto modulation de phase [6]. La propagation fibrée est modélisée par la résolution de la GNLSE [7]. Un opérateur temporel définit la modulation d'amplitude. A la différence des travaux expérimentaux il nous est permis de focaliser l'étude sur une gamme plus étroite de valeurs de $\beta_{2\Sigma,1}$ (Fig. 2) autour de 0 ps^2 et de confirmer l'obtention d'une impulsion plus courte ayant une puissance crête et un chirp maximal à faible dispersion anormale ($\sim -0.8 \text{ ps}^2$). Sur la plage allant de -0.8 à 2 ps^2 le modèle numérique ne converge pas et traduit une instabilité du laser. La Fig. 2B souligne l'importance de l'impact du facteur de Henry sur les propriétés de l'impulsion stabilisée. En effet, l'extension spectrale (source d'instabilité du système) issue du SOA, induit de par la saturation dynamique du gain, un « red shift » accentué ou compensé suivant le régime dispersif. Ce « red shift » se voyant accentué dans le cas d'un régime dispersif normal, l'extension spectrale est alors accrue, favorisant l'instabilité du laser sous ce régime dispersif et expliquant l'asymétrie de la zone d'instabilité observée Fig2.B.

3. APPROCHE ANALYTIQUE

Par une approche analytique gaussienne nous proposons une analyse de l'évolution du chirp (b) et de largeur à mi-hauteur τ_p en fonction de $\beta_{2\Sigma,1}$ et plus particulièrement à proximité de $\beta_{2\Sigma,1} = 0$. Les propriétés dispersives de la fibre optique et l'effet d'amplification associé à un élargissement spectral caractéristique du SOA sont donnés respectivement dans le domaine spectral par les opérateurs $\tilde{T}_{\beta_2}(\omega) = \exp(-j \frac{\beta_{2\Sigma,1}}{2} (\omega - \omega_0)^2)$ et $\tilde{T}_{SOA}(\omega) = \exp(4g \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega})$. La modulation d'amplitude à une fréquence de répétition microonde $f_m = \omega_m/2\pi$ apparaît sous la forme d'un opérateur temporel $T_{MZM}(t) = \exp(-\delta_m \omega_m^2 t^2)$. L'impulsion gaussienne $E(t)$ d'amplitude A_0 est considérée à énergie ξ_p constante car fixée par l'énergie de saturation du SOA et les pertes intra-cavité. La solution gaussienne à l'état stationnaire est déterminée par la condition de stationnarité : $A_0 \exp(-\Gamma t^2) = A_0 \exp(-\Gamma t^2) \cdot T_{\beta_2} \cdot T_{SOA} \cdot T_{MZM}$. Les propriétés de τ_p et b sont déterminées par Γ définit selon : $\Gamma = a - jb$ (sachant $a = 2\ln 2/\tau_p^2$). Le terme complexe Γ est décrit par l'équation (1) donnée ci-dessous :

$$\Gamma = \frac{1}{2} \delta_m \omega_m^2 \left(1 + \sqrt{1 + \left\{ 1/\delta_m \omega_m^2 \left(\frac{4g}{\Delta\omega^2} + j \frac{\beta_{2\Sigma,1}}{2} \right) \right\}} \right) \quad (1)$$

La dépendance à $\beta_{2\Sigma,1}$ de τ_p et du chirp (Fig. 3.A) obtenue analytiquement par (1) reproduit ainsi qualitativement les résultats numériques et expérimentaux (Fig. 1 et 2). De plus, en introduisant l'effet de saturation du gain du SOA ($g = g_0 + \mu|A_0|^2$) où $|A_0|^2 = \xi_p/(\sqrt{\pi}\tau_p)$, un critère de stabilité de la solution (1) peut être établi : $d\Re(\Gamma)/d\tau_p > 0$. Celui-ci relie l'effet d'étalement spectral apporté par le SOA à l'intensité crête des impulsions optiques et donc à τ_p . Ainsi la stabilité de la solution requiert : $|\beta_{2\Sigma,1}| > 8g/\Delta\omega^2$. Comme illustré dans la Fig. 3 cela justifie l'existence d'une zone d'instabilité centrée autour de $\beta_{2\Sigma,1} = 0$.

$$\frac{d\Re(\Gamma)}{d\tau_p} = \left\{ \frac{1}{2} \delta_m \omega_m^2 \mu \left[\left(\frac{\beta_{2\Sigma,1}}{2} \right)^2 - \left(\frac{4g}{\Delta\omega^2} \right)^2 \right] \right\} / \left\{ \left[\left(\frac{\beta_{2\Sigma,1}}{2} \right)^2 + \left(\frac{4g}{\Delta\omega^2} \right)^2 \right]^2 \Delta\omega^2 \right\} \quad (2)$$

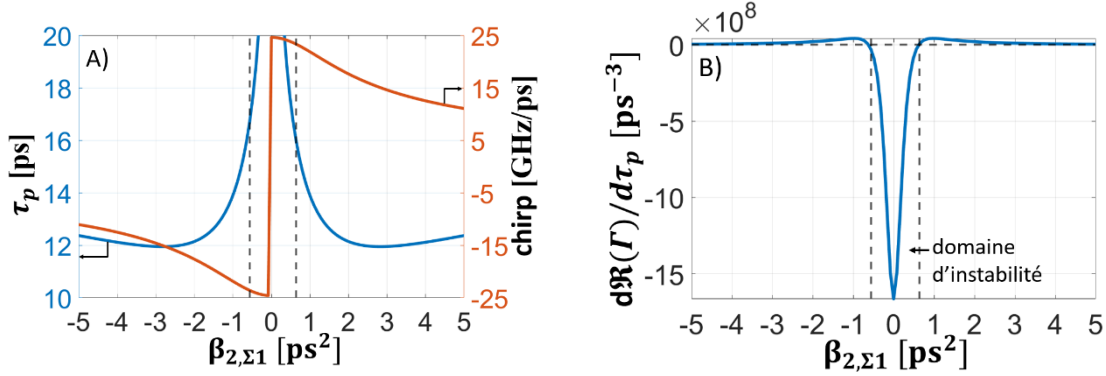


Figure 3 : A) Dépendance de la largeur mi-hauteur (τ_p) et du chirp de l'impulsion gaussienne solution de l'équation (1) B) Illustration de la dépendance à $\beta_{2\Sigma,1}$ de l'équation (2) illustrant la plage de dispersion où une solution analytique gaussienne ne peut être supportée (domaine d'instabilité).

CONCLUSION

Par cette étude nous montrons l'intérêt du contrôle de la dispersion chromatique intracavité dans un COEO à base de SOA. Notre modèle numérique et l'étude analytique proposée offrent un degré de lecture sur les mécanismes sous-jacents menant aux états stationnaires obtenus numériquement et mesurés expérimentalement. Nous en déduisons qu'une faible dispersion anormale est très avantageuse. Il est néanmoins important de connaître les paramètres physiques du SOA afin de mieux appréhender la localisation de la zone d'instabilité de la boucle à verrouillage de modes.

REFERENCES

- [1] Matsko, A.B., Eliyahu, D., Koonath, P., Seidel, D. and Maleki, L., 2009. Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator I: expectation values. *JOSA B*, 26(5), pp.1023-1031.
- [2] Matsko, Eliyahu, D. and Maleki, L., 2013. Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II: phase noise. *JOSA B*, 30(12), pp.3316-3323.
- [3] K. Ikeda, "Multiple-valued stationary state and its instability of the transmitted light by a ring cavity system," *Optics Communications* **30**, 257–261 (1979).
- [4] D. Kuizenga and A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **6**, 694–708 (1970).
- [5] M. Korti, T. Habruseva, S. Slepneva, K. Merghem, G. Huyet, Y. Gottesman, A. Ramdane, B.-E. Benkelfat, and O. Seddiki, "Fast-Recovery of the Amplitude and Phase of Short Optical Pulses Using a Frequency-Swept Source Based Heterodyne Measurement," *IEEE Photonics Journal* **10**, 1–7 (2018).
- [6] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2297–2306 (1989).
- [7] S. Balac and A. Fernandez, "SPIP: A computer program implementing the Interaction Picture method for simulation of light-wave propagation in optical fibre," *Computer Physics Communications* **199**, 139–152 (2016).