

CONVERSION DE FRÉQUENCE SENSIBLE À LA PHASE UTILISANT TROIS ONDES POMPES DANS UNE FIBRE OPTIQUE NON-LINÉAIRE

Maxime Baillot, Mathilde Gay, Christophe Peucheret, Michel Joindot, Thierry Chartier

Laboratoire CNRS Foton, Université de Rennes 1, Enssat, F-22305 Lannion, France

thierry.chartier@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons une étude théorique et expérimentale du phénomène de conversion de fréquence sensible à la phase, basé sur le mélange à quatre ondes dans une fibre optique non-linéaire. Nous établissons des relations simples permettant de déterminer facilement les conditions expérimentales permettant la décomposition des composantes en phase et en quadrature d'un signal optique, dans un schéma ne nécessitant que trois ondes pompes.

MOTS-CLEFS : *Mélange à quatre ondes ; conversion de fréquence ; composante en quadrature ; fibres optiques non-linéaires.*

1. INTRODUCTION

Les dispositifs optiques sensibles à la phase du signal suscitent un très grand intérêt grâce notamment à leurs applications potentielles pour le traitement optique du signal pour les systèmes de communication optique. En 2011, R. P. Webb *et al.* ont réalisé un discriminateur de phase à base de mélange à quatre ondes dans un amplificateur à semi-conducteurs [1]. Plus récemment, F. Da Ros *et al.* ont réalisé des expériences similaires dans une fibre optique non-linéaire [2] et un guide optique non-linéaire [3]. Dans tous ces cas, quatre ondes pompes ont été utilisées pour réaliser la conversion de fréquence à base de mélange à quatre ondes ou d'effets non-linéaires du second ordre en cascade. Pour déterminer les valeurs expérimentales des puissances et des phases des ondes pompes permettant le maximum d'efficacité de conversion, une procédure numérique d'optimisation a été implémenté par les auteurs.

A notre connaissance, aucune étude analytique de ce processus de conversion de fréquence sensible à la phase, basé sur le mélange à quatre ondes, n'a été proposée. Dans cette communication, nous proposons un modèle simple permettant de décrire ce phénomène. Nous montrons également que trois pompes suffisent, au lieu des quatre utilisées jusqu'ici. Enfin, nous donnons des relations analytiques simples pour déterminer les conditions expérimentales sur les puissances et les phases des ondes.

2. ÉTUDE THÉORIQUE

Le principe de la conversion de fréquence sensible à la phase dans une fibre optique non-linéaire est présenté sur la figure 1. Quatre ondes pompes cohérentes appelées P1, P3, P5 et P7, séparées du même écart en fréquence $\Delta\omega$, sont injectées dans une fibre optique non-linéaire. Une onde signal, appelée S6, également cohérente avec les ondes pompes, dont la fréquence est équidistante de celles de P5 et P7, est également injectée dans la fibre. En raison du mélange à quatre ondes se produisant dans la fibre optique et en fonction de la phase ϕ_6 du signal S6, un idler I2 ou I4 peut être généré. Par exemple, l'idler I4 est généré pour une phase ϕ_6^0 du signal et l'idler I2 est généré pour $\phi_6^0 + \pi/2$, comme le montre la figure 1. Ce processus permet par exemple la conversion, à différentes longueurs d'onde, des parties réelle et imaginaire (ou composantes en phase et en quadrature) d'un signal optique.

Pour trouver les conditions expérimentales permettant un maximum d'efficacité de conversion sur les deux composantes du signal S6, F. Da Ros *et al.* [2] ont utilisé un programme numérique d'optimisation, basé sur la résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger. Ils ont ainsi pu déterminer les huit conditions initiales pour les pompes (phases et puissances des quatre pompes) et la puissance du signal. Cette étude numérique peut s'avérer consommatrice en termes de temps de calcul et ne garantit pas d'aboutir au jeu de paramètres optimal.

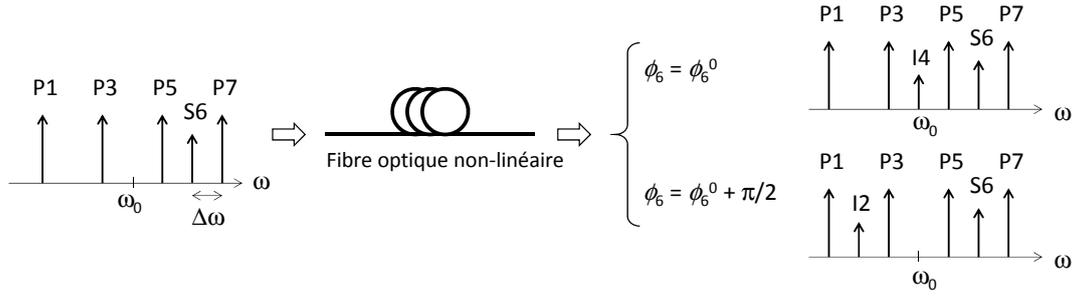


FIGURE 1 : Principe de la conversion de fréquence sensible à la phase dans une fibre optique non-linéaire.

Nous proposons ici une mise en équations du phénomène en utilisant, au départ, un modèle de mélange à quatre ondes impliquant sept ondes [4]. Nous montrons qu'en éliminant la pompe P5, en faisant des approximations usuelles telle que par exemple la non déplétion des ondes pompes et en négligeant la dispersion de la fibre, nous aboutissons aux équations d'évolution suivantes pour les amplitudes lentement variables A_2 et A_4 des idlers I2 et I4 :

$$\frac{dA_2}{dz} = 2i\gamma(A_1A_7A_6^* + A_3A_6A_7^*), \quad (1)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = 2i\gamma(A_3A_7A_6^* + A_1A_6A_3^*), \quad (2)$$

où z est la coordonnée longitudinale le long de la fibre, γ le coefficient non-linéaire de la fibre, A_1 , A_3 et A_7 les amplitudes lentement variables des ondes pompes et A_6 l'amplitude lentement variable de l'onde signal. On remarque que les équations d'évolution de chaque idler contiennent deux termes pouvant s'additionner ou se soustraire suivant la valeur de leur phase relative. Il est alors possible de trouver facilement les conditions sur les puissances et les phases des ondes pour que seul l'idler I4 soit généré pour une phase initiale ϕ_6^0 du signal S6 (I2 restant absent) et que seul l'idler I2 soit généré pour une phase initiale $\phi_6^0 + \pi/2$ (I4 restant absent). Ces conditions sont les suivantes :

$$P_1 = P_3 = P_7, \quad (3)$$

$$\phi_1 = 6\phi_6^0 - 5\phi_7 + 2k'\pi, \quad (4)$$

$$\phi_3 = 4\phi_6^0 - 3\phi_7 + (2k + 1)\pi, \quad (5)$$

où $P_i (= |A_i|^2)$ et ϕ_i (avec $i = 1, 3, 7$) sont respectivement les puissances et les phases des ondes pompes. Nous obtenons donc des conditions initiales peu restrictives et très faciles à mettre en œuvre dans une configuration où uniquement trois pompes sont nécessaires.

3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE

Nous générons, à partir d'un peigne de fréquences séparées de 20 GHz et d'un filtre optique programmable, trois ondes pompes et une onde signal dont nous faisons varier indépendamment les puissances et les phases. Leur spectre est représenté sur les figures 2(a)-(b). La fibre optique non-linéaire utilisée, d'une longueur de 500 m, a un coefficient non-linéaire égal à $10.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. Sa longueur d'onde de dispersion nulle est 1548 nm et sa pente de dispersion $0.006 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$. Les valeurs initiales des puissances et des phases des ondes pompes et signal que nous avons prises pour la démonstration sont résumées dans le tableau 1.

Les figures 2(a) et 2(b) représentent les spectres en sortie de la fibre non-linéaire pour deux valeurs de la phase ϕ_6 du signal. Pour $\phi_6 = 0$, seul l'idler I4 est généré par effet de mélange à quatre ondes alors que l'idler I2 n'est pas généré. Pour $\phi_6 = \pi/2$, c'est la situation inverse qui se produit. La figure 2(c) représente les variations de puissance des idlers I2 et I4 en fonction de la phase du signal S6 dans le cas

	Pompe P1	Pompe P3	Pompe P7	Signal S6
Puissance (dBm)	3.1	2.8	2.7	2.8
Phase (rad)	0	π	0	-

TABLE 1 : Puissances et phases des ondes pompes et signal à l'entrée de la fibre non-linéaire.

expérimental et dans le cas théorique où nous résolvons le système (1)-(2). Nous démontrons ainsi une mise en œuvre simple de la conversion de fréquence sensible à la phase permettant la décomposition en quadrature d'un signal optique dans un schéma à trois pompes.

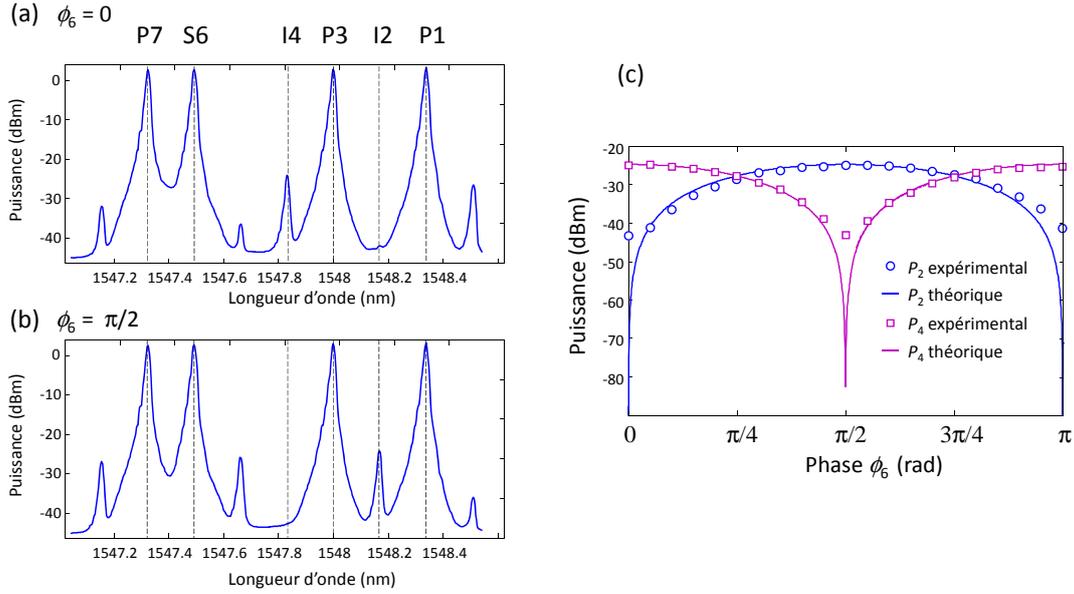


FIGURE 2 : Spectres en sortie de fibre pour $\phi_6 = 0$ (a) et $\phi_6 = \pi/2$ (b). Puissance des idlers en fonction de la phase du signal ϕ_6 (c).

CONCLUSION

Nous avons proposé un modèle simple pour décrire le phénomène de conversion de fréquence sensible à la phase, basé sur le mélange à quatre ondes dans une fibre optique non-linéaire, dans un schéma à trois pompes. Nous avons ainsi pu établir des relations analytiques simples permettant de déterminer les conditions initiales sur les puissances et les phases des ondes pompes. Nous avons fait la démonstration expérimentale du processus de conversion de fréquence en utilisant ces conditions.

RÉFÉRENCES

- [1] R. P. Webb, J. M. Dailey, R. J. Manning, and A. D. Ellis, "Phase discrimination and simultaneous frequency conversion of the orthogonal components of an optical signal by four-wave mixing in an SOA," *Opt. Express* **19**, 20015-20022 (2011).
- [2] F. Da Ros, K. Dalgaard, L. Lei, J. Xu, and C. Peucheret, "QPSK-to-2xBPSK wavelength and modulation format conversion through phase-sensitive four-wave mixing in a highly nonlinear optical fiber," *Opt. Express* **21**, 28743-28750 (2013).
- [3] F. Da Ros, K. Dalgaard, Y. Fukuchi, J. Xu, M. Galili, and C. Peucheret, "Simultaneous QPSK-to-2xBPSK wavelength and modulation format conversion in PPLN," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26**, 1207-1210 (2014).
- [4] M. Baillet, M. Gay, C. Peucheret, M. Joindot, and T. Chartier, "Phase quadrature discrimination based on three-pump four-wave mixing in nonlinear optical fibers," *Opt. Express* **24**, 26930-26941 (2016).

CONVERSIONS DE FREQUENCE ULTRA LARGE BANDE PAR MELANGE A QUATRE ONDES INTERMODAL EN CASCADE DANS LES FIBRES MULTIMODES

Richard Dupiol^{1,2}, Abdelkrim Bendahmane¹, Katarzyna Krupa^{1,2}, Alessandro Tonello², Marc Fabert², Bertrand Kibler¹, Thibault Sylvestre³, Alain Barthélémy², Vincent Couderc², Stefan Wabnitz⁴, et Guy Millot¹

¹ Université Bourgogne Franche-Comté, ICB UMR CNRS 6303, 21078 Dijon, France

² Université de Limoges, XLIM UMR CNRS 7252, 87060 Limoges, France

³ Université de Bourgogne Franche-Comté, FEMTO-ST UMR CNRS 6174, 25030 Besançon, France

⁴ Università di Brescia, Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione and INO-CNR, 25123 Brescia, Italy ; Novosibirsk State University, 1 Pirogova str., Novosibirsk 630090, Russia

r.dupiol@unilim.fr

RÉSUMÉ

Nous mettons en évidence des effets de conversion spectrale paramétrique avec des décalages spectraux très importants (~200 THz) dans une fibre à gradient d'indice qui, pompée avec une source laser sub-nanoseconde à 1064 nm, guide quatre modes de propagation. À travers des études expérimentales, analytiques et numériques détaillées, nous montrons que les multiples raies paramétriques sont générées par un processus en cascade complexe faisant intervenir des mélanges à quatre ondes intermodaux. Les longueurs d'onde paramétriques résultantes s'étendent dans le visible jusqu'à 410 nm et dans le proche infrarouge jusqu'à 1355 nm.

MOTS-CLEFS : *dynamique spatio-temporelle ; conversion de fréquence ; fibre multimode à gradient d'indice ; mélange à quatre ondes intermodal*

1. INTRODUCTION

Les recherches sur les fibres optiques multimodes connaissent un fort développement depuis quelques années motivé par le désir de dépasser les capacités de transmission d'informations autorisées actuellement par les fibres monomodes. Dans cette problématique le multiplexage spatial modal offre une voie de recherche privilégiée en vue de surpasser la saturation des réseaux à fibres optiques monomodes. Les recherches sur les fibres multimodes à gradient d'indice (GRIN) se sont également accrues car elles sont un support idéal pour l'analyse des interactions non-linéaires entre les différents modes qui se propagent à des vitesses quasi-identiques [1]. Puisque dans ces fibres GRIN les constantes de propagation prennent des valeurs discrètes équidistantes le comportement non-linéaire par accord de phase offre une grande diversité de combinaisons modales [2,3].

L'étude des dynamiques du mélange à quatre ondes intermodal dans les fibres GRIN multimodes nécessite de distinguer deux cas selon que la fibre est *fortement* ou *faiblement* multimode. En effet, lorsqu'un grand nombre de modes est excité, les fréquences des raies paramétriques peuvent être calculées à partir d'une approche collective impliquant la dynamique du champ total, comme cela est développé dans les travaux théoriques de Longhi [4] et vérifié expérimentalement par Krupa et ses collaborateurs [5]. Pour les fibres faiblement multimodes, les termes de couplage non-linéaire sont moins nombreux que dans le cas précédent : les fréquences des raies peuvent alors être obtenues à partir des conditions d'accord de phase intervenant dans le processus de mélange à quatre ondes intermodal. Mafi et ses collaborateurs ont ainsi revisité la théorie du mélange à quatre ondes intermodal dans les fibres GRIN faiblement multimodes pour une configuration de modes dégénérés

spatialement sur la pompe, et ont dérivé des expressions analytiques pour les fréquences des raies paramétriques, leur composition modale, et l'efficacité de la conversion [2,3].

2. EXPERIENCE

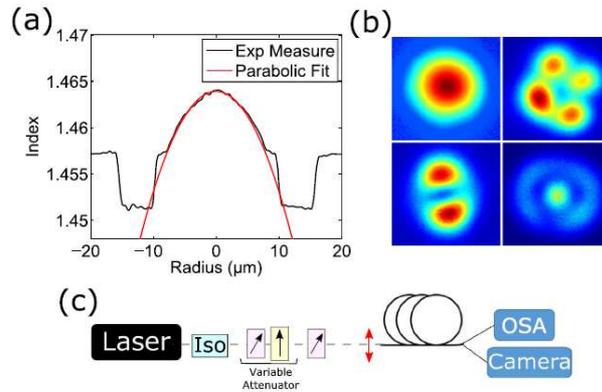


Fig. 1 (a) Profil d'indice de réfraction mesuré à 632 nm. La ligne rouge indique un ajustement parabolique sur la partie centrale. (b) Groupe de modes spatiaux expérimentalement identifié à 1064 nm. (c) Montage expérimental. ISO, isolateur optique ; OSA, analyseur de spectre optique.

Dans notre étude nous considérons une fibre GRIN présentant le profil parabolique de la figure 1(a). Cette fibre est excitée par un faisceau laser constitué d'impulsions de 400 ps à 1064 nm (282 THz). À cette longueur d'onde, la fibre guide quatre modes, tels que montrés sur la figure 1(b). Les propriétés spatiales et spectrales de la lumière émergeant de la fibre sont mesurées à l'aide d'une caméra et de différents analyseurs de spectre couvrant la gamme 350-2400 nm (figure 1(c)), tandis qu'un détecteur et un oscilloscope rapides permettront quelques caractérisations temporelles. Les conditions d'injection de la lumière dans la fibre ont été optimisées pour exciter le mode fondamental LP_{01} . Nous avons observé expérimentalement que les raies paramétriques s'étendent de 410 nm jusqu'à 1355 nm (figure 2), ce qui est la plus large gamme de fréquences observée dans une fibre faiblement multimode jusqu'à aujourd'hui. La condition d'accord de phase pour deux photons pompes injectés dans le mode LP_{01} (configuration dégénérée) nous a permis d'estimer un décalage fréquentiel par rapport à la pompe de l'ordre de 200 THz pour le premier couple de raies paramétriques. Plus précisément la raie anti-Stokes présente une forte intensité et se situe à une longueur d'onde de 625 nm (figure 2) alors que la raie Stokes conjuguée, se situant à plus de 3000 nm, est probablement très fortement absorbée et n'a pas pu être observée avec les analyseurs de spectre à notre disposition.

3. ROLE D'UNE POMPE SECONDAIRE

Compte-tenu du décalage fréquentiel très important, les raies Stokes d'ordres supérieurs ne peuvent pas se développer (décalage fréquentiel supérieur à 282 THz) ; l'énergie de l'onde à 1064 nm est ainsi transférée essentiellement dans la raie anti-Stokes à 625 nm qui joue alors le rôle d'une pompe secondaire. En outre, la durée d'impulsion des bandes latérales paramétriques peut être beaucoup plus courte que la durée d'impulsion d'entrée, ce qui conduit à des puissances crêtes plus élevées et augmente considérablement l'efficacité de la conversion paramétrique. Dans notre exemple, la durée d'impulsion de la raie à 625 nm est égale à 32 ps, mesurée en utilisant un photo-détecteur rapide (temps de montée de 14 ps) et un oscilloscope temps réel à large bande passante (50 GHz). La raie à 625 nm est alors à l'origine des nombreuses raies paramétriques observées dans le visible (figure 2). Afin de mieux comprendre les processus complexes de conversion de fréquence dans la fibre GRIN faiblement multimode, nous avons réalisé des simulations numériques basées sur la résolution d'une équation de Schrödinger non-linéaire spatio-temporelle à (3+1) dimensions. La source laser a été modélisée par un faisceau gaussien d'un diamètre à mi-hauteur de 12 μm, et le

profil parabolique de l'indice a été calibré sur celui des mesures d'indice de la fibre (figure 1(a)). Les résultats des simulations numériques sont reportés sur la figure 3. Avec une onde injectée à 1064 nm, deux bandes spectrales sont calculées à 633 nm et 540 nm (première et seconde raies anti-Stokes). D'autre part pour une onde injectée à 633 nm (longueur d'onde de la première raie anti-Stokes jouant le rôle de pompe secondaire), nous obtenons numériquement cinq ordres paramétriques anti-Stokes : 514 nm (ordre 1) ; 477 nm (ordre 2) ; 452 nm (ordre 3) ; 434 nm (ordre 4) ; et 416 nm (ordre 5) en bon accord avec les spectres expérimentaux de la figure 2. Les raies calculées à 818 nm et 934 nm correspondent aux deux premiers ordres Stokes générés par la pompe secondaire à 633 nm.

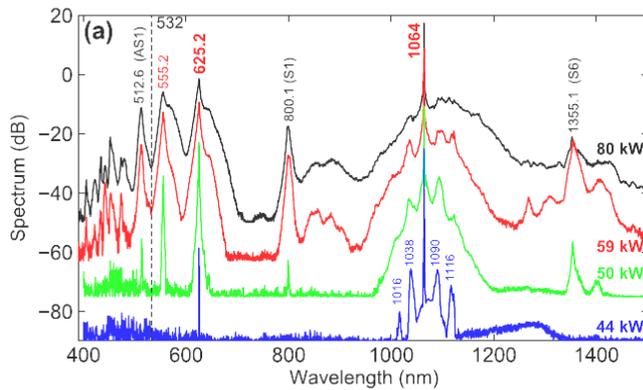


Fig. 1 (a) Spectre en sortie enregistré pour une puissance crête initiale de 44 kW (courbe bleue), 50 kW (courbe verte), 59 kW (courbe rouge), et 80 kW (courbe noire).

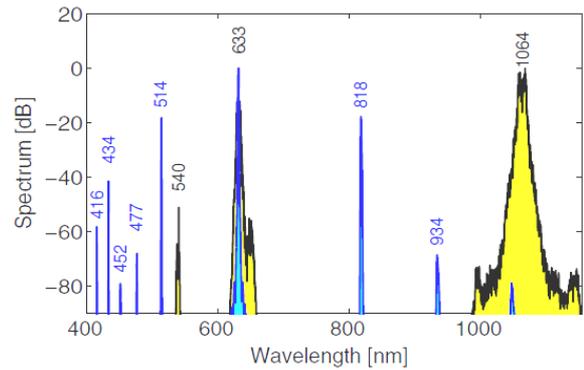


Fig. 2 Courbe noire : simulation pour une pompe à 1064 nm d'intensité 50 GW/cm², longueur de fibre L=35 cm. Courbe bleue : Simulation pour une pompe à 633 nm d'intensité 20 GW/cm², longueur de fibre L=10 cm.

CONCLUSION

Nous avons observé des conversions paramétriques à ultra larges décalages fréquentiels (de 200 jusqu'à 450 THz) par mélange à quatre ondes intermodal dans une fibre GRIN supportant quatre modes à la longueur d'onde de 1064 nm. Nous avons identifié un nouveau processus non-linéaire en cascade, la première raie paramétrique anti-Stokes à 625 nm agissant comme pompe secondaire. Malgré la complexité des processus physiques mis en jeu un bon accord expérience-théorie a été obtenu [6]. Pour des applications futures, nos observations ouvrent une voie nouvelle pour la conversion de fréquences et la génération de supercontinuum s'étalant du visible au proche ultraviolet.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Picozzi, G. Millot, and S. Wabnitz, "Nonlinear virtues of multimode fiber," *Nat. Photonics*, vol. 9, pp. 289, 2015.
- [2] A. Mafi, "Pulse Propagation in a Short Nonlinear Graded-Index Multimode Optical Fiber," *J. Lightwave Technol.*, vol. 30, pp. 2803-2811, 2012.
- [3] E. Nazemosadat, H. Pourbeyram, and A. Mafi, "Phase-matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 33, pp. 144-150, 2016.
- [4] S. Longhi, "Modulational instability and space-time dynamics in nonlinear parabolic-index optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 2363-2365, 2003.
- [5] K. Krupa, A. Tonello, A. Barthélémy, V. Couderc, B. M. Shalaby, A. Bendahmane, G. Millot, and S. Wabnitz, "Observation of geometric parametric instability induced by the periodic spatial self-imaging of multimode waves," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, article 183901, 2016.
- [6] R. Dupiol, A. Bendahmane, K. Krupa, A. Tonello, M. Fabert, B. Kibler, T. Sylvestre, A. Barthélémy, V. Couderc, S. Wabnitz, and G. Millot, "Far-detuned cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode fiber," *Opt. Lett.*, vol. 42, pp. 1293-1296, 2017.

INSTABILITÉ DE MODULATION DANS UNE CAVITÉ FIBRÉE MONOSTABLE EN RÉGIME DE DISPERSION NORMALE

Florent Bessin¹, François Copie¹, Matteo Conforti¹, Alexandre Kudlinski¹, Arnaud Mussot¹

¹ Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France

florent.bessin@ed.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons la première observation expérimentale du processus d'instabilité de modulation (IM) en régime de faible dispersion d'une cavité passive fibrée. Nous montrons que la cavité est modulationnellement instable bien que nous pompions en zone normale de dispersion et en régime monostable. Ce résultat *a priori* inattendu s'explique grâce à la contribution de la courbure de la dispersion jusqu'alors négligée. Nos résultats expérimentaux sont en excellent accord avec les prédictions théoriques.

MOTS-CLEFS : cavité passive fibrée ; instabilités de modulation

1. INTRODUCTION

L'instabilité de modulation (IM) est un processus non-linéaire qui résulte de l'interaction entre la dispersion et les effets non-linéaires menant à une amplification exponentielle d'une faible perturbation au dépend du signal de pompe. En simple passage, la plupart des études concernant l'IM ont généralement été réalisées dans des fenêtres spectrales où les ordres supérieurs de dispersion (β_4) sont négligeables par rapport à β_2 . Cependant il a été démontré que l'IM peut exister en zone de dispersion faiblement normale où la contribution de β_4 doit être prise en compte pour rendre compte de la dynamique du système [1]. Dans les cavités fibrées, la dynamique devient plus complexe à cause des conditions aux limites ajoutant un nouveau degré de liberté au système. À notre connaissance aucune étude n'a été réalisée dans ce régime de dispersion dans une cavité fibrée, mis à part dans une étude théorique [2]. Dans ces travaux, nous rapportons la première observation expérimentale d'IM dans une cavité passive fibrée en régime monostable et en zone de dispersion normale faible grâce à la contribution de β_4 .

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé (Fig. 1) est similaire à celui reporté dans la Ref. [3] excepté que notre cavité est uniforme. Celle-ci est composée d'une fibre à dispersion décalée (DSF, *dispersion shifted fiber*) et d'un coupleur 90/10 fait de la même fibre. La longueur totale de la cavité est de 37,9 m, la longueur d'onde de dispersion nulle est située à 1551,6 nm, la pente de la dispersion (β_3) vaut $1,21 \cdot 10^{-1} \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$ et la courbure de la dispersion (β_4) est de $-6 \cdot 10^{-4} \text{ ps}^4 \cdot \text{km}^{-1}$. Le coefficient de non-linéarité de la cavité est de $2,5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, et la finesse est estimée à 24 ce qui correspond à des pertes totales $\alpha=0,13$. Le *detuning* a été fixé à $\delta=\pi/24$ pour travailler dans le régime monostable de la cavité ($\Delta=\delta/\alpha=1.0 < \sqrt{3}$, [4]).

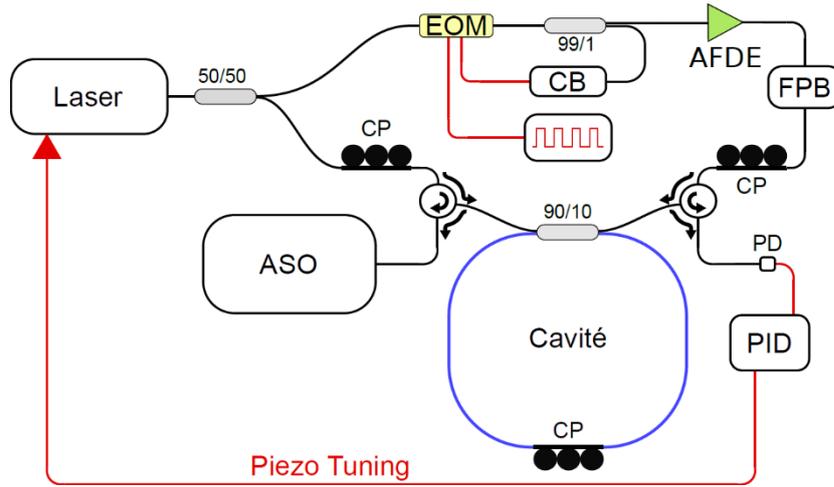


Fig. 1 : Dispositif expérimental. CP, contrôleur de polarisation ; CB, contrôleur de *bias* ; MEO, modulateur électro-optique ; ASO, analyseur de spectre optique ; AFDE, amplificateur à fibre dopée erbium ; FFB, filtre passe bande ; PID, contrôleur proportionnel-intégral-dérivée.

Nous utilisons un laser accordable entre 1549,5 et 1550,5 nm. Dans cette zone spectrale, la dispersion de vitesse de groupe est faible et légèrement positive (β_2 varie entre $1,7 \cdot 10^{-1}$ et $0,74 \cdot 10^{-1}$ ps².km⁻¹). Afin d'éviter la diffusion Brillouin nous utilisons des impulsions courtes de 1,5 ns générées à l'aide d'un modulateur électro-optique. Les impulsions produites ont un taux de répétition de 5,3879 MHz correspondant à la fréquence fondamentale de la cavité. Nous avons également utilisé un amplificateur à fibre dopée erbium pour atteindre des puissances crêtes suffisamment importantes pour atteindre le seuil de la cavité. Le filtre ajouté après l'amplificateur permet d'éliminer le spectre d'émission spontanée amplifiée. L'utilisation de circulateurs à chaque sortie de la cavité nous permet d'utiliser indépendamment les deux sens de propagation de la cavité. Le sens antihoraire est utilisé pour la propagation des impulsions non-linéaires, tandis qu'une fraction du laser est utilisé comme faisceau de référence dans le sens horaire, afin de stabiliser la cavité à l'aide d'une boucle de rétroaction.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La Fig. 1(a) représente l'évolution du décalage en fréquence des bandes d'IM à partir des prédictions théoriques suivantes [2] :

$$\omega = \sqrt{\frac{-6\beta_2 \pm 6\sqrt{\beta_2^2 - \frac{2}{3}\beta_4(2\gamma P - \delta/L)}}{\beta_4}} \quad (1)$$

β_4 désigne la dispersion d'ordre quatre de la fibre, γ le coefficient de non-linéarité, P la puissance intra-cavité, L et δ représentent respectivement la longueur et le *detuning* de la cavité. On constate qu'il est possible théoriquement d'observer de l'IM de part et d'autre de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre lorsque l'on prend en compte la contribution de la courbure de la dispersion (courbe bleue). Alors que lorsque ce terme est négligé, la zone d'instabilité se limite à la zone anormale de dispersion (courbe pointillés noirs). Par ailleurs, il est important de noter que pour de plus importantes valeurs de dispersion ($\lambda_{\text{pompe}} \gg \lambda_0$), ces deux courbes tendent asymptotiquement l'une vers l'autre et il est alors raisonnable de négliger la contribution de β_4 . Cette observation est également valable en simple passage. Afin de vérifier expérimentalement qu'il est possible d'observer le régime d'IM en zone faiblement normale de dispersion dans une cavité monostable, nous avons injecté une pompe centrée à 1549,5 nm, juste en deçà de la longueur d'onde de dispersion nulle de la cavité. Le spectre de sortie correspondant à cette longueur d'onde de pompe est représenté sur la figure 2(b). On observe deux bandes spectrales symétriques par rapport

à la pompe à +/- 10,3 THz, caractéristiques de l'IM, dont la position est en très bon accord avec la théorie (Eq. 1) qui prédit une position de 10,1 THz. Ensuite, nous avons fait varier la longueur d'onde de pompe de 1549,5 nm à 1550,5 nm (correspondant à β_2 variant entre $1,7 \cdot 10^{-1}$ et $0,74 \cdot 10^{-1}$ ps².km⁻¹). La position des bandes d'IM pour ces différentes longueurs d'onde de pompe est reportée sur la Fig. 2(a) par des points rouges. Elle est en excellent accord avec les prédictions théoriques de l'Eq. (1) (courbes bleues). Ces résultats expérimentaux confirment effectivement que l'IM existe en zone de dispersion faiblement normale dans une cavité fibrée passive grâce à la contribution de la courbure de la dispersion.

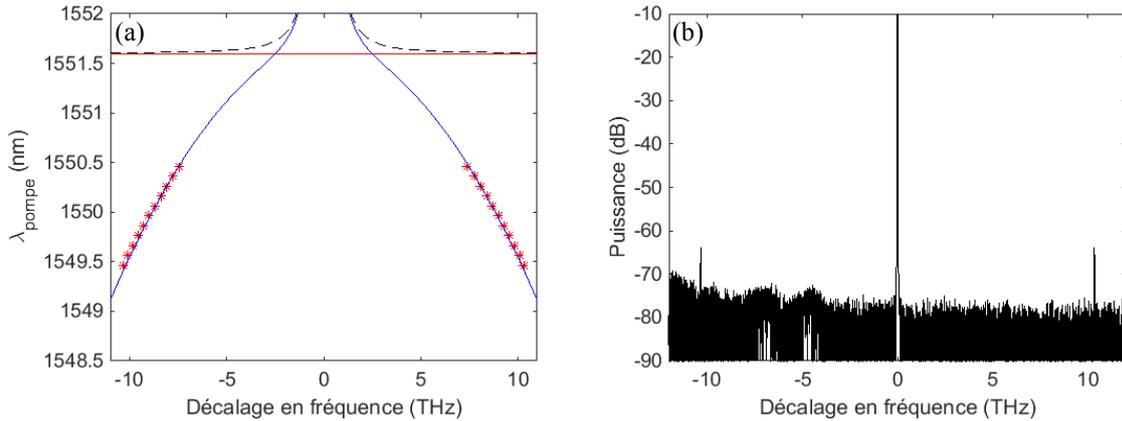


Fig. 2 : (a) Décalage en fréquence des bandes d'IM en fonction de la longueur d'onde de pompe. Points rouges, données expérimentales ; Courbes bleues, théorie en considérant β_4 ; Courbes en tirets noirs, théorie sans β_4 ; Ligne horizontale rouge, longueur d'onde de dispersion nulle. (b) Spectre expérimental obtenu pour $\lambda_{pompe}=1549,5$ nm. La puissance de pompe est fixée juste au-dessus du seuil d'IM $P_{entrée}=0,2$ W, en bon accord avec les prédictions théoriques.

CONCLUSION

Nous rapportons la première observation d'instabilités de modulation dans une cavité fibrée passive monostable, en zone de dispersion normale faible. Nous observons des bandes d'IM avec un décalage en fréquence important de l'ordre de 10 THz, en pompant quelques nanomètres en dessous de la longueur d'onde de dispersion nulle de la cavité. Ces résultats sont en excellent accord avec les prédictions théoriques dérivées de l'étude de stabilité linéaire de la cavité. Cette étude se limite au cas monostable, cependant dans le cas bistable, la contribution de la courbure de la dispersion (β_4) modifie également complètement la dynamique de la cavité, avec la déstabilisation de deux paires de bandes d'IM sur la branche inférieure au lieu d'une, et d'une paire de bandes d'IM sur la branche supérieure, qui n'est pas modulationnellement instable en régime de forte dispersion (sans β_4). Ces résultats expérimentaux et théoriques seront présentés lors de la conférence.

RÉFÉRENCES

- [1] S. B. Cavalcanti, J. C. Cressoni, H. R. da Cruz, et A. S. Gouveia-Neto, " Modulation instability in the region of minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers via an extended nonlinear Schrödinger equation," *Phys. Rev. A*, vol. 43, p. 6162-6165, 1991.
- [2] M. Tlidi, A. Mussot, E. Louvergneaux, G. Kozyreff, A. G. Vladimirov, et M. Taki, "Control and removal of modulational instabilities in low-dispersion photonic crystal fiber cavities," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 662, 2007.
- [3] F. Copie, M. Conforti, A. Kudlinski, A. Mussot, et S. Trillo, "Competing Turing and Faraday Instabilities in Longitudinally Modulated Passive Resonators", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 143901, 2016.
- [4] M. Haelterman, S. Trillo, et S. Wabnitz, "Additive-modulation-instability ring laser in the normal dispersion regime of a fiber", *Opt. Lett.*, vol. 17, p. 745-747, 1992.

COHERENCE INTER-IMPULSIONNELLE GENEREE DANS UNE FIBRE CREUSE PAR DIFFUSION RAMAN STIMULEE EN REGIME TRANSITOIRE

D. Kergoustin, A. Benoit, M. Chafer, M. Alharbi, B. Debord, F. Gérôme et F. Benabid

GPPMM, Institut de recherche Xlim, CNRS UMR 7252, Université de Limoges, 87060 Limoges, France

f.benabid@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mesuré la cohérence d'impulsions Stokes générées jusqu'à un délai de 28 ns, correspondant à plus de 50 fois le déphasage moléculaire.

MOTS-CLEFS : Diffusion Raman, fibres creuses, peignes de fréquences

1. INTRODUCTION

Les peignes de fréquences Raman ultra-larges générés dans les fibres creuses remplies de gaz sont des outils très pertinents pour la synthèse d'ondes optiques, en particulier grâce à leur grand nombre de lignes spectrales cohérentes [1,2]. Ces fibres permettent en effet de grandement diminuer le seuil d'apparition des effets non-linéaires, et par conséquent d'exacerber l'interaction gaz-laser comme en témoigne le premier peigne ultra-large (Fig. 1(a)) ou, plus récemment, un peigne dont la largeur spectrale s'étend sur presque 6 octaves (Fig. 1(b)) [3]. De plus, par le caractère non-résonant de l'effet Raman, la génération de ces peignes est versatile comme le montre celui centré autour de 532 nm (Fig. 1(c)), généré par un laser de pompe compact [4].

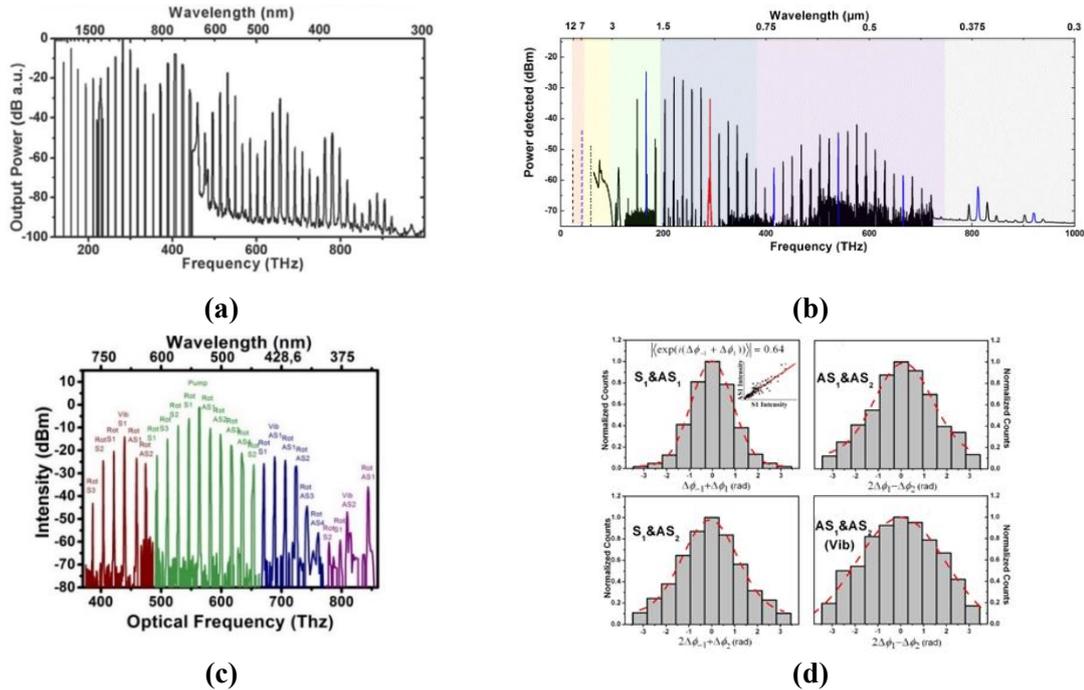


Fig. 1 : (a) Peigne Raman sur plus de 2 octaves ; (b) Peigne sur plus de 5 octaves ; (c) Peigne centré autour de 532 nm ; (d) Mesures de relation de phase entre lignes d'un peigne au sein d'une même impulsion.

Aussi, bien que la génération de ce type de peigne démarre du bruit quantique, ses composantes spectrales sont mutuellement cohérentes (Fig. 1(d)) [5]. Cette propriété provient du régime fortement transitoire de la génération du Stokes, et ceci même lorsque les impulsions de pompe sont plus larges que le temps de relaxation de l'excitation Raman [1]. La démonstration expérimentale de cette cohérence a été faite en utilisant un laser de pompe pulsé de 12 ns de durée

d'impulsion et d'une faible cadence de 50 Hz [5]. Toutefois, cette cohérence concerne les composantes du peigne d'une seule impulsion (cohérence intra-impulsionnelle), et il est d'importance scientifique et technologique de rechercher si la cohérence persiste pour des composantes provenant d'impulsions différentes (cohérence inter-impulsionnelle). D'après ce principe, la réalisation d'un peigne Raman avec une cohérence inter-impulsionnelle signifierait l'avènement d'un nouveau type de laser à blocage de modes. Le but des recherches menées ici est donc d'explorer expérimentalement la cohérence de phase entre les composantes spectrales Raman générées par deux impulsions consécutives.

2. DYNAMIQUE DE LA GENERATION D'UN PEIGNE RAMAN COHERENT

Pour expliquer la dynamique de la génération des peignes Raman dans les fibres creuses, il convient de préciser que le milieu Raman est excité par un laser pulsé. Trois régimes d'amplification sont donc possibles : spontané, transitoire et permanent [6]. Deux paramètres permettent de définir les limites de chacun d'entre eux : le temps de relaxation moléculaire T_2 et le gain net Raman $G = g_{SS} L_{eff} P_c / A_{eff}$, où g_{SS} est le coefficient de gain en régime permanent, L_{eff} la longueur effective d'interaction gaz-laser, P_c la puissance crête et A_{eff} l'aire effective d'interaction définie par le mode guidé dans le cœur de la fibre. Lorsque la durée de l'impulsion de pompe τ_p est inférieure à T_2/G , le régime est spontané, les modes amplifiés sont aléatoires et non-stimulés. A l'opposé, lorsque $\tau_p > T_2 G$ le régime est permanent. Ici, bien que le régime soit stimulé et permette la génération d'impulsions Stokes intenses, le mouvement d'ensemble des molécules a le temps de se déphaser lors de l'amplification. L'impulsion Stokes est donc formée par des champs sans accord de phase. Lorsque $T_2/G < \tau_p < T_2 G$, le régime est dit transitoire. Ce dernier est également stimulé, or la génération du Stokes se faisant pendant une durée inférieure à T_2 , les molécules n'ont pas le temps de se déphaser. Ceci conduit à la génération d'une impulsion Stokes de durée τ_s égale à $\tau_p / (16\Gamma G)^{1/2}$, qui peut être une impulsion limitée par transformée de Fourier. Le contenu modal et la structure temporelle de cette impulsion peuvent être définis en décomposant le champ Stokes généré par les fluctuations quantiques en un ensemble de modes spatio-temporels cohérents et indépendants [6]. Dans le régime transitoire, plus la valeur de G/τ_p est grande, plus on tend vers l'amplification d'un seul mode temporel. Aussi, la génération de Stokes dans une fibre monomode agit comme un filtre sur les modes spatiaux, permettant finalement l'amplification d'un unique mode spatio-temporel avec une phase temporelle bien déterminée. C'est cette dynamique qui explique les résultats reportés en [5]. Cependant, ces travaux se sont limités à la cohérence intra-impulsionnelle du peigne.

Pour savoir s'il est possible de concevoir une cohérence inter-impulsionnelle, et donc une source Raman à modes verrouillés, nous rappelons que bien que l'excitation moléculaire déphase avec un temps T_2 , il a été démontré que la survie de seulement $N \sim 200$ molécules excitées et cohérentes suffit pour que celles-ci soient amplifiées par une impulsion pompe consécutive sans une contribution significative du bruit quantique [7]. Sachant que le nombre maximum de molécules excitées par une impulsion pompe est $N(t) = e^{\sqrt{G\Gamma\tau_p}} e^{-2\Gamma t}$, on peut déduire la durée $\tau_{200} = \ln(e^{\sqrt{G\Gamma\tau_p}} / 200) / 2\Gamma$ qui fixe la séparation temporelle maximale entre deux impulsions pompes pour envisager une cohérence inter-impulsionnelle. Celle-ci n'a pas été étudiée complètement, et c'est l'objectif des recherches menées ici. Ci-dessous, nous proposons une technique interférométrique pour explorer cette cohérence inter-impulsionnelle de composants spectraux générés par diffusion Raman transitoire.

3. MESURE DE COHERENCE INTER-IMPULSIONS

Le principe est de mesurer l'interférence entre 2 impulsions Stokes générées par 2 impulsions de pompe retardées de façon contrôlée, et d'extraire la visibilité pour chaque délai. La présence d'interférences et l'amplitude de leur visibilité sont directement liées à l'existence d'une cohérence de phase et à son amplitude entre des impulsions ainsi générées. Celles-ci sont obtenues par un même laser et leur délai τ_d est fixé par une ligne à retard (Fig. 2(a)). Le laser émet à 1064 nm des

impulsions de ~ 1 ns avec une cadence de 500 Hz et 100 μ J d'énergie. Les impulsions pompes sont couplées dans une fibre à bande interdite photonique remplie d'hydrogène, de 7 μ m de diamètre de cœur et de 4 mètres de longueur. Le spectre de sortie est mesuré pour différentes puissances moyennes des impulsions pompes (Fig. 2(b)) afin de déterminer la gamme de puissance correspondant à la génération du Stokes de premier ordre seulement. Dans notre cas, cette gamme a été trouvée entre 0.2 mW et 1 mW. Les impulsions Stokes sont ensuite extraites avec un filtre spectral et recombinaées grâce à un nouveau délai τ_d afin d'être superposées temporellement (Fig. 2(c)). Enfin, le profil spatial de ces impulsions superposées est observé avec une caméra. Un profil typique est présenté sur les figures 2(a) et 2(d), et montre clairement les franges d'interférence. La Fig. 2(d) montre la visibilité de ces franges en fonction de τ_d avec des valeurs ayant un maximum de $\sim 27\%$ pour $\tau_d = 5$ ns et un minimum observable de $\sim 14\%$ pour $\tau_d = 28$ ns. L'interpolation de ces résultats montre une décroissance exponentielle de la visibilité avec une constante de temps de 28 ns. Un tel délai correspond à plus de 50 fois T_2 et suggère qu'un laser de pompe avec une cadence de quelques dizaines de MHz serait suffisant pour générer des peignes Raman à modes verrouillés.

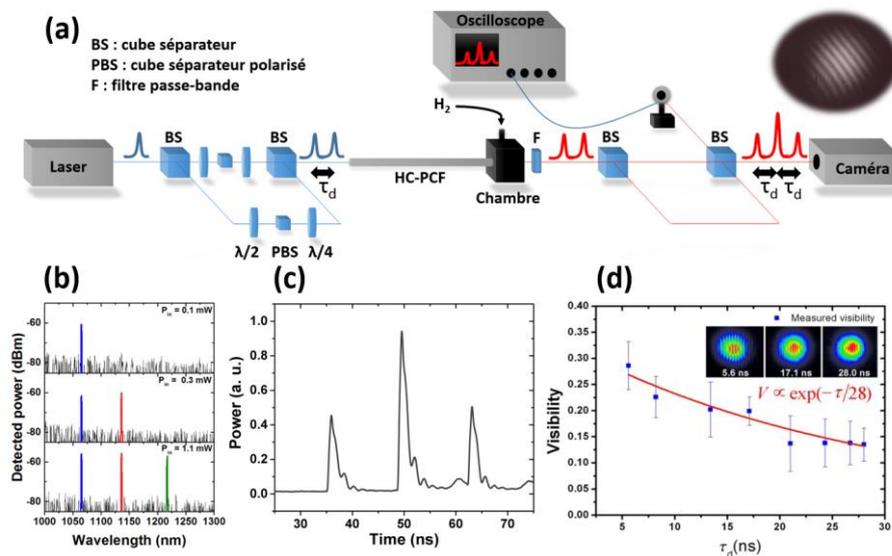


Fig. 2 : (a) Montage expérimental ; (b) Exemple de trace temporelle ; (c) Spectres mesurés pour différentes puissances d'injection ; (d) Visibilité en fonction du délai. En haut à droite : différents interférogrammes.

4. CONCLUSION

Nous avons observé expérimentalement un accord de phase entre les Stokes générés par des impulsions aussi espacées que 28 ns. Ces résultats représentent un jalon prometteur pour la réalisation de lasers à verrouillage de modes ultra-courts et versatiles par effet Raman.

Les auteurs remercient le soutien financier de l'Agence Nationale de la Recherche (Labex Σ _LIM, Photosynth) et de la DGA.

RÉFÉRENCES

- [1] Benabid *et al.*, Science 298, 399 (2002)
- [2] Couny *et al.*, Science 318, 1118 (2007)
- [3] Benoît *et al.*, Opt. Express, vol. 23, no. 11, pp. 14002–14009 (2015)
- [4] Chafer *et al.*, Proc. SPIE 10088 (2017)
- [5] Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 105, no. 12, p. 123603 (2010)
- [6] Raymer and Walmsley, Progress in Optics. Vol 28 (1990)
- [7] Smithey *et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 18, pp. 2446–2449 (1991)

Observation temps réel des oscillations ultrarapides de molécules de solitons dans un laser à fibre à modes bloqués

Katarzyna Krupa¹, K. Nithyanandan¹, Ugo Andral¹, Patrice Tchofo-Dinda¹, Philippe Grellu¹

¹ Université de Bourgogne Franche-Comté, ICB, UMR CNRS 6303, 21078 Dijon, France

katarzyna.krupa@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la première observation expérimentale temps réel du mouvement interne de molécules de solitons optiques dissipatifs. Ces molécules de solitons sont émises par un laser à fibre dopée erbium fonctionnant en régime d'impulsions ultracourtes. Nous visualisons les oscillations et vibrations internes de molécules bi-solitons en utilisant une technique d'imagerie dispersive (DFT) qui nous permet d'obtenir un accès en temps réel aux processus ultrarapides et fondamentaux, qui jusqu'à présent n'étaient accessibles que par des simulations numériques. Nos résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions analytiques et numériques. Ils apportent un éclairage nouveau sur l'analogie fascinante entre les états auto-organisés de lumière et les états de la matière.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre; soliton dissipatif; dynamique non-linéaire; laser à verrouillage de modes ; imagerie spectro-temporelle*

1. INTRODUCTION

L'accès temps réel à la dynamique interne ultra-rapide des systèmes complexes, tels que les mouvements intramoléculaires ou les liaisons hydrogène, est un thème de recherche particulièrement actif, impliquant le développement de nouvelles méthodes permettant de visualiser directement des processus fondamentaux ultrarapides qui se produisent dans les structures chimiques ou biologiques [1, 2]. La photonique non-linéaire offre également des systèmes physiques complexes avec une dynamique intrinsèque ultrarapide, posant des défis à la caractérisation temps réel. La méthode d'imagerie spectro-temporelle dispersive (DFT, pour *dispersive Fourier transform (DFT) technique* [3]) a récemment permis de résoudre expérimentalement plusieurs phénomènes dynamiques non-linéaires ultrarapides, comme les fluctuations de l'instabilité de modulation dans les fibres optiques [4] et les ondes optiques scélérates [5] ou les effets d'explosions de solitons [6] dans les lasers ultrarapides. Ces derniers constituent une plate-forme d'investigation idéale pour l'auto-organisation des solitons dissipatifs [7]. Nous abordons ici un nouvel aspect de ce domaine d'actualité en montrant les premiers résultats expérimentaux de mesures directes prouvant l'existence de mouvements internes de vibration et pulsation au sein de molécules bi-solitons. Seules des signatures indirectes basées sur des mesures expérimentales moyennées en temps (spectre et autocorrélation optiques) avaient été employées pour inférer l'existence d'oscillations de molécules de solitons [8,9].

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Notre montage expérimental est illustré sur la figure 1. Le laser à fibre dopée erbium fonctionne dans un régime de dispersion anormale, $\beta_2 = -17,8 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$. La longueur totale de la cavité, 4,43 m, implique un taux de répétition fondamental de 47,95 MHz. Pour verrouiller notre laser, nous utilisons la technique de l'évolution de la polarisation non-linéaire (NPE). NPE joue le rôle d'un absorbeur saturable virtuel, quasi instantané, où la fonction de transfert peut être facilement ajustée en changeant les orientations des lames de phase. En conséquence, de nombreuses dynamiques ultra-rapides différentes peuvent être obtenues de manière reproductible. Dans ma présente étude nous avons travaillé en régime bi-impulsionnel obtenu pour une puissance de pompe (P_p) située

entre 144mW et 380mW. Dans un premier temps, on génère une molécule constituée de deux solitons de durée 0,66 ps fortement liés de manière compacte, dont la séparation temporelle est comprise, suivant les réglages intracavité, entre 1,5ps et 3,3ps. La caractérisation expérimentale est effectuée en sortie en utilisant un analyseur de spectres optiques (OSA) et un auto-corrélateur optique multi-coup.

Afin d'effectuer des mesures de l'évolution spectrale à chaque tour de cavité, un faisceau de la sortie laser est propagé à travers une fibre fortement dispersive, en régime normal (DCF), d'une longueur de 1345 m. L'intensité optique temporelle est détectée par une photodiode à 45 GHz et enregistrée par un oscilloscope de 6 GHz à 40-GSa/s, impliquant une résolution spectrale de 0,16 THz (1,3 nm). Le principe de la technique DFT consiste effectivement à étirer un train d'impulsions optiques dans un milieu dispersif possédant une dispersion de vitesse de groupe suffisamment grande pour visualiser le spectre de chaque impulsion optique à travers une forme d'onde temporelle [3].

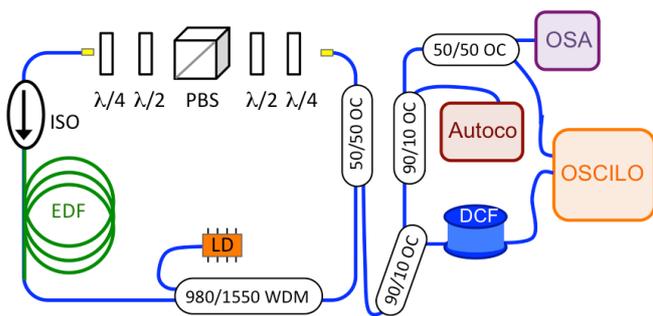


Fig. 1 : Dispositif expérimental du laser à fibre verrouillé en phase par la technique NPE. OC – coupler optique, WDM – multiplexeur, PBS – lame séparatrice polarisée, ISO – isolateur, LD – diode laser à 980-nm, $\lambda/4$ et $\lambda/2$ – lames d'onde, Autoco – auto-corrélateur, Oscilo – oscilloscope, OSA – analyseur de spectre optique, DCF – fibre compensatrice, EDF – fibre dopée erbium, SMF – fibre monomodale standard (lignes bleues).

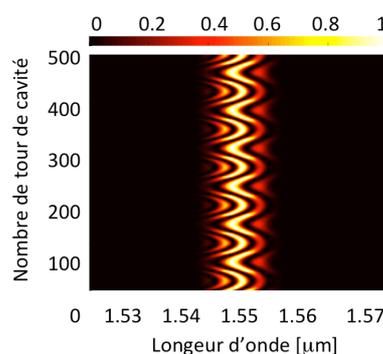


Fig. 2 : Illustration de l'évolution analytique du profil d'intensité spectrale en fonction du tour de cavité pour deux impulsions avec une phase et une séparation temporelle qui oscillent périodiquement en cours de propagation; $\phi_0 = \pi$, $A_\phi = 0.5\pi$, $A_\tau = \tau_0 / 4$

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Nous avons trouvé deux catégories distinctes de dynamique moléculaire concernant nos bi-solitons dissipatifs : les oscillations périodiques et la dérive perpétuelle de la phase relative. Le dernier cas consiste principalement en une phase relative glissante, sans changement significatif de la séparation intra-moléculaire. Le premier cas est le plus intéressant, illustré sur la figure 3. Il consiste en des oscillations combinées à la fois de la phase relative et de la séparation temporelle des impulsions adjacentes, par analogie avec les vibrations d'une molécule diatomique matérielle. La figure 3a montre des courbes qui accumulent des centaines de spectres DFT correspondants aux tours de cavités successifs, pour $P_p = 150\text{mW}$. La figure 3b présente les spectres obtenus par simulation numérique. Les séparations temporelles obtenues à partir des résultats expérimentaux et des simulations sont affichées, sous la forme de courbes bleues oscillantes, sur les panneaux en haut et au milieu de la figure 3c, respectivement. La courbe rouge sur le panneau en bas de la figure 3c montre les oscillations numériques relatives à la différence de phase.

Nos expériences sont en bon accord avec les simulations numériques basées sur l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (GNLSE), qui tiennent compte des différents segments des fibres qui constituent la cavité laser, tout en adoptant une approche scalaire effective pour modéliser l'effet d'absorbant saturable. Nos résultats expérimentaux sont également en bon accord avec un modèle analytique simple basé sur la somme de deux impulsions gaussiennes identiques. Un exemple d'une paire de molécule qui vibre de façon harmonique est présenté sur la figure 2, où

$I(\omega) = 4|\Psi(\omega)|^2 \cos^2\left(\omega\frac{\tau}{2} + \frac{\phi}{2}\right)$ décrit l'intensité du profil spectral correspondant. $\Psi(\omega)$ étant la transformée de Fourier de l'enveloppe du champ d'une impulsion, $\tau(\omega) = \tau_0 + A_\tau \sin(z)$; $\phi(\omega) = \tau_0 + A_\phi \sin(z)$.

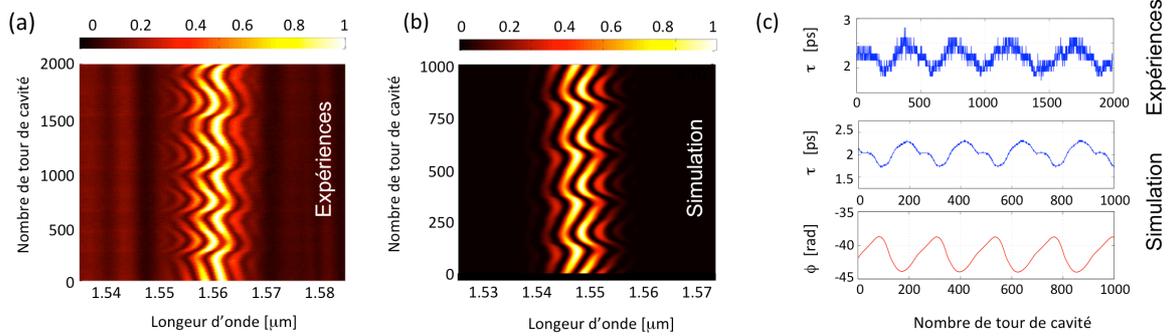


Fig. 3 : Dynamique d'une molécule vibrante bi-soliton: Résultats expérimentaux (a) et numériques (b) de l'évolution du spectre laser en fonction des tours de cavité. Résultats expérimentaux (c, haut) et numériques (c, milieu) de la séparation temporelle τ entre deux impulsions, en fonction du nombre de tours de cavité. Résultats numériques de la différence de phase ϕ entre deux impulsions, en fonction du nombre de tours de cavité (c, bas). Puissance de pompe $P_{p_{exp}}=150\text{mW}$, $P_{p_{num}}=42.5\text{mW}$, puissance de saturation $P_{sat}=9\text{W}$.

CONCLUSION

Nous avons présenté la première observation expérimentale temps réel de la dynamique interne de molécules de solitons optiques dissipatifs. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions analytiques et numériques, apportant une contribution significative au domaine de la dynamique ultrarapide des solitons dissipatifs, et ouvrant de nouvelles voies pour explorer les interactions entre des impulsions optiques et leur auto-organisation.

RÉFÉRENCES

- [1] D. A. Horke et al. *Hydrogen bonds in excited state proton transfer*, Phys. Rev. Lett. **117**, 163002 (2016).
- [2] J. M. Glowacki et al. *Self-Referenced Coherent Diffraction X-Ray Movie of Ångstrom- and Femtosecond-Scale Atomic Motion*, Phys. Rev. Lett. **117**, 153003 (2016).
- [3] K. Goda, B. Jalali, *Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements*, Nat. Photonics **7**, 102-112 (2013).
- [4] D. R. Solli, G. Herink, B. Jalali, C. Ropers, *Fluctuations and correlations in modulation instability*, Nat. Photonics **6**, 463 (2012).
- [5] C. Lecaplain & Ph. Grelu, *Rogue waves among noise-like-pulse laser emission: An experimental investigation*, Phys. Rev. A **90**, 013805 (2014).
- [6] A. F. J. Runge, N. G. R. Broderick, M. Erkintalo, *Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser*, Optica **2**, 36-39 (2015).
- [7] Ph. Grelu & N. Akhmediev, *Dissipative solitons for mode-locked lasers*, Nat. Photonics **6**, 84-92 (2012).
- [8] J. M. Soto-Crespo, Ph. Grelu, N. Akhmediev and N. Devine, *Soliton complexes in dissipative systems: Vibrating, shaking and mixed soliton pairs*, Phys. Rev. A **75**, 016613 (2007).
- [9] M. Grapinet & Ph. Grelu, *Vibrating soliton pairs in a mode-locked laser cavity*, Opt. Lett. **31**, 2115, (2006) ; B. Ortaç et al., *Observation of soliton molecules with independently evolving phase in a mode-locked fiber laser*, Opt. Lett. **35**, 1578 (2010).