



HAL
open science

Mélange à quatre ondes dégénéré dans les fibres à dispersion oscillante : récurrence non-linéaire et conversion en fréquence

Andrea Armaroli, Maxime Baillot, Thierry Chartier

► To cite this version:

Andrea Armaroli, Maxime Baillot, Thierry Chartier. Mélange à quatre ondes dégénéré dans les fibres à dispersion oscillante : récurrence non-linéaire et conversion en fréquence. OPTIQUE Bretagne 2015 - 35^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'35), Jul 2015, Rennes, France. hal-02923607

HAL Id: hal-02923607

<https://hal.science/hal-02923607>

Submitted on 27 Aug 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

MELANGE À QUATRE ONDES DÉGÉNÉRÉ DANS LES FIBRES À DISPERSION OSCILLANTE: RECURRENCE NON-LINÉAIRE ET CONVERSION EN FRÉQUENCE

Andrea Armaroli¹, Maxime Baillot¹, Thierry Chartier¹

¹ FOTON (CNRS-UMR 6082), Université de Rennes 1, ENSSAT, 6 rue de Keramont, CS 80518, 22305 Lannion CEDEX

andrea.armaroli@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions le comportement non-linéaire de l'instabilité de modulation (MI) dans les fibres à dispersion oscillante (DOF). Le phénomène de résonance paramétrique qui caractérise ces systèmes se manifeste sous forme d'une conversion périodique entre la pompe et les fréquences latérales à différents ordres de résonance. L'introduction d'un *chirp* dans la fréquence spatiale permet de convertir efficacement les photons de la pompe vers les bandes latérales sur une distance accessible expérimentalement.

MOTS-CLEFS : *mélange à quatre ondes ; instabilité de modulation ; fibres topographiques ;*

1. INTRODUCTION

Les fibres à dispersion oscillante (DOF, *dispersion-oscillating fibers*) représentent un important progrès pour les communications optiques [1]. La variation précise du diamètre de la fibre nous donne la liberté de moduler fortement la dispersion chromatique (GVD, *group velocity dispersion*) le long la direction de propagation. L'instabilité de modulation (MI, *modulation instability*), la conversion spontanée des photons d'une pompe intense vers des fréquences latérales, peut être expliquée comme une résonance paramétrique (PR, *parametric resonance*) [1, 2, 3] : la variation périodique d'un paramètre externe comporte la déstabilisation du vide et l'apparition des bandes non-équidistantes en fréquence. De toute façon ce mélange à quatre ondes dégénéré (DFWM) est encore peu étudié en ce qui concerne son évolution non-linéaire, c'est-à-dire quand la pompe est fortement vidée (par exemple plus que le 20%). L'évolution dynamique se développe sous forme d'un échange périodique d'énergie entre la pompe et les bandes latérales : nous observons cet effet à chaque ordre de PR. Finalement, nous discutons brièvement l'effet d'une variation lente de la fréquence d'oscillation spatiale (*chirp*) : une conversion importante est obtenue sur des échelles accessibles expérimentalement. Ce travail permettra de trouver des nouvelles applications dans la conversion de fréquence optique et dans la mise en forme des impulsions en fibre.

2. RECURRENCE DANS LES FIBRES À DISPERSION OSCILLANTE

Nous considérons la propagation de la lumière dans une DOF modélisée par une équation de Schrödinger non-linéaire à coefficients variables

$$i\partial_z A - \frac{1}{2}\beta_2(z)\partial_t^2 A + \gamma|A|^2 A = 0. \quad (1)$$

A représente le champ complexe normalisé pour avoir une puissance totale $P_0 = |A|^2 = 1$, z et t sont la distance de propagation et le temps normalisés. Comme dans le cas de la MI, nous considérons une pompe constante et une paire de bandes aux fréquences $\pm\Omega$. Nous gardons tous les termes non-linéaires et réduisons le système à trois ondes sous forme hamiltonienne [4]. Les coordonnées sont la fraction d'énergie dans la pompe η (donc $(1 - \eta)/2$ représente la fraction d'énergie dans chaque bande latérale)

et la différence de phase ϕ entre le mode à Ω et la pompe. L'évolution en z est exprimé par les équations canoniques $\dot{\eta} = \frac{\partial H}{\partial \phi}$ et $\dot{\phi} = -\frac{\partial H}{\partial \eta}$, avec

$$H(\eta, \phi, z) = 2\eta(1 - \eta) \cos(\phi) - (\kappa(z) - 1)\eta - \frac{3}{2}\eta^2 \quad (2)$$

où $\kappa(z) = \Omega^2 \beta(z)$. Cet hamiltonien est variable en z , mais sa forme est encore valide grâce aux relations de Manley-Rowe et à la conservation de l'énergie.

Ce modèle décrit à la fois le comportement non-linéaire de la MI excité à partir du bruit et l'amplification d'une paire de bandes latérales induite par la pompe. Pour obtenir une conversion importante la fréquence Ω doit respecter la condition d'accord de phase, qui dans les DOFs bénéficie de l'équivalent d'un réseau périodique. Cet accord de phase est valable sur des bandes très étroites et ça permettra d'accéder plus aisément au régime non-linéaire que dans la MI classique. Au début nous supposons une variation périodique de la GVD, $\beta_2(z) = \beta_2^0 + h\tilde{\beta}_2 \cos \Lambda z$, où $\Lambda = 2\pi/Z_p$ et Z_p est la période spatiale de la DOF. La GVD est normale, $\beta_2^0 > 0$, afin de supprimer la MI classique.

Une approche de type quasi-accord de phase [5] permet d'obtenir un hamiltonien moyenné à l'ordre m pour les variables lentes $\tilde{\eta}$ et $\tilde{\phi}$

$$\tilde{H}_m(\tilde{\eta}, \tilde{\phi}) = 2R_m \tilde{\eta}(1 - \tilde{\eta}) \cos\left(\tilde{\phi} - m\frac{\pi}{2}\right) - (\kappa_0 - 1 - m\Lambda)\tilde{\eta} - \frac{3}{2}\tilde{\eta}^2 \quad (3)$$

où $\kappa_0 = \Omega^2 \beta_2^0$. $R_m = J_m(h\tilde{\beta}_2 \Omega^2 / \Lambda)$, où J_m indique la fonction de Bessel de la première espèce et ordre m . Le 2^{ème} terme représente le désaccord de phase corrigé et le portrait de phase subit une rotation de $\pi/2$ pour chaque ordre. Ce modèle étant précis seulement pour $h \ll 1$, nous résolvons directement l'Eq. (2) et la comparons avec l'Eq. (1). Il sera très utile d'utiliser une application de Poincaré basée sur la récurrence de la dispersion et tracer son portrait de phase. Finalement nous étudions aussi l'effet d'une variation quasi-périodique de la GVD.

3. OBSERVATION DE L'ÉCHANGE PÉRIODIQUE D'ÉNERGIE

Nous choisissons une fibre avec fréquence spatiale $\Lambda = 5$ et variation relative de GVD $h = 0.8$. Les gain d'instabilité est suffisant pour observer le phénomène sur une distance de 50 périodes. Les conditions initiales sont $\eta_0 = 0.99$ et $\phi_0 = \pi/2$. Comme dans le cas classique [4], nous trouvons, Fig. 1(a), qu'une sonde au 1^{er} PR donne lieu à trois cycles complets de conversion de photons de la pompe aux fréquences $\pm\Omega$ et reconversion vers la pompe. L'application de Poincaré, Fig. 1(b), permet de visualiser l'évolution sur une échelle beaucoup plus grande que Z_p et nous donne une courbe fermée. Les petites différences sont dues au mélange à quatre ondes qui génère des multiples d' Ω . Le même résultat peut être obtenu pour $m = 2$ Fig. 1(b,d) etc...

4. CONVERSION DE FRÉQUENCE

Le modèle de l'Eq. (3) permet de mieux visualiser l'échange périodique d'énergie, les points fixés et les lignes séparatrices (nous rappelons que $\Lambda = 5$, $h = 8$, $m = 1$), Fig.2(a). Si nous varions graduellement Λ de 5.5 à 4.5 (c.-à-d. un *chirp* dans la variations de la GVD), nous pouvons obtenir un verrouillage de phase autour d'un point fixé et une augmentation importante de la conversion de fréquence, voir [6] pour le cas de l'MI classique. Sur la Fig. 2(b-c) nous montrons le transfert progressif d'énergie vers $\pm\Omega$ sur une distance de 100 cycles de variation : la pompe perd 50% d'énergie, Fig.2(c). Le mouvement de spirale vers le centre dans le portrait de phase de l'application de Poincaré Fig.2(b) confirme cette perspective.

CONCLUSION

Nous avons étudié l'évolution non-linéaire de l'instabilité de modulation dans une fibre à dispersion variable. A chaque ordre d'instabilité paramétrique, l'évolution est périodique. Le régime de

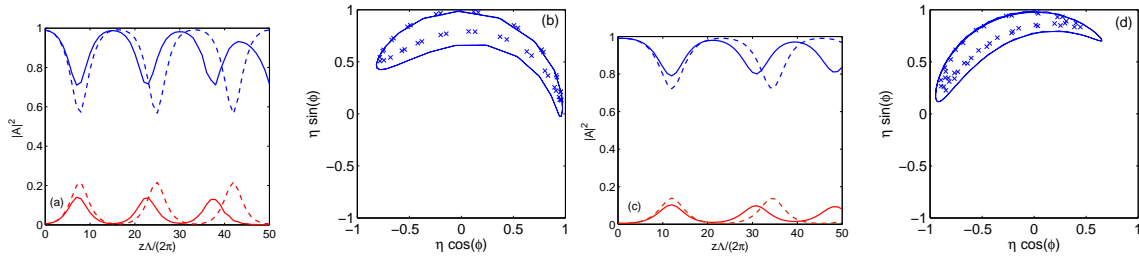


FIGURE 1 : Evolution non-linéaire de l'instabilité de modulation dans une fibre à dispersion périodique : (a) et (c) intensité de la pompe (bleu) et du sonde/signal (à $\pm\Omega$, rouge) en fonction de la distance normalisée sur une période. En ligne pleine la simulation de l'Eq. (1), en ligne pointillés la solution de l'Eq. (2). (b) et (d) Application de Poincaré sur le plan $(\eta \cos \phi, \eta \sin \phi)$, la section de Poincaré étant la récurrence de la dispersion ; les croix correspondent à la solution de l'Eq. (1), la ligne pleine au modèle de l'Eq. (2). (a-b) Concernent la première résonance paramétrique, $m = 1$; (c-d) $m = 2$.

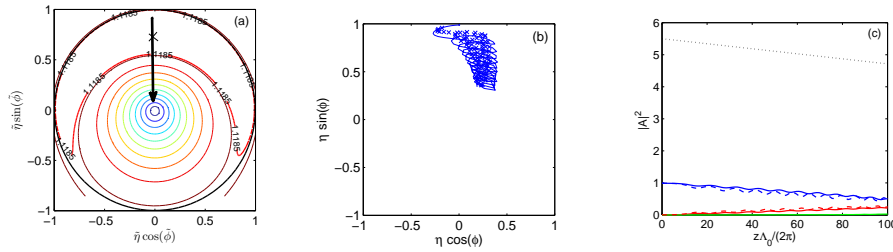


FIGURE 2 : (a) Lignes de niveau du système hamiltonien moyenné (3). La ligne pleine épaisse correspond au niveau $\eta = 0.99$, $\phi = \pi/2$. La flèche indique l'évolution de l'équilibre du système en fonction de Λ sous conditions adiabatiques. (b-c) Exemple de conversion sur une distance courte : (b) en fonction de la distance normalisé (par rapport à $\Lambda_0 = 5$), la ligne verte représente le signal à 2Ω , la ligne pointillé noire la fréquence (le chirp) spatial de variation de GVD ; (c) sur le portrait de phase sous forme d'application de Poincaré.

dispersion normale et les bandes d'instabilité étroites permettent d'accéder plus aisément à ce régime. Nous avons aussi montré que en introduisant un *chirp* dans la variation périodique des paramètres de la fibre, nous pouvons obtenir une conversion importante de fréquence. Il ne faut pas oublier que chaque pic de conversion correspond à la génération d'un train d'impulsions à fréquence Ω : cela représente une application intéressante pour domain des communications optiques.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, and A. Mussot, "Experimental demonstration of modulation instability in an optical fiber with a periodic dispersion landscape," *Opt. Lett.*, Vol. 37, no. 23, p. 4832 (2012).
- [2] A. Armaroli and F. Biancalana, "Tunable modulational instability sidebands via parametric resonance in periodically tapered optical fibers. *Opt. Expr.* 20(22), 25096 (2012).
- [3] F. Biancalana, A. Armaroli, A. Mussot, A. Kudlinski, and M. Droques, "Scalar and vector modulational instability induced by parametric resonance in periodically tapered PCFs," *CLEO : 2013*, 2(2), QW3E.6, San Jose (CA) June 9-14, 2013.
- [4] S. Trillo and S. Wabnitz, "Dynamics of the nonlinear modulational instability in optical fibers," *Opt. Lett.*, Vol. 16, no. 13, p. 986 (1991).
- [5] N. J. Smith and N. J. Doran, "Modulational instabilities in fibers with periodic dispersion management," *Opt. Lett.*, Vol. 21, no. 8, p. 570 (1996).
- [6] A. Bendahmane, A. Mussot, P. Szriftgiser, O. Zerkak, G. Genty, J.M. Dudley, and A. Kudlinski, "Experimental dynamics of Akhmediev breathers in a dispersion varying optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, p. 4490 (2014).