



HAL
open science

Elargissement spectral d'impulsions par ondes de choc dispersives dans les fibres optiques

Alexandre Parriaux, Matteo Conforti, A. Bendahmane, Julien Fatome,
Christophe Finot, S Trillo, Nathalie Picqué, Guy Millot

► **To cite this version:**

Alexandre Parriaux, Matteo Conforti, A. Bendahmane, Julien Fatome, Christophe Finot, et al.. Elargissement spectral d'impulsions par ondes de choc dispersives dans les fibres optiques. 37èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2017), Jul 2017, Limoges, France. hal-01574577

HAL Id: hal-01574577

<https://hal.science/hal-01574577>

Submitted on 15 Aug 2017

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.

ÉLARGISSEMENT SPECTRAL D'IMPULSIONS PAR ONDES DE CHOC DISPERSIVES DANS LES FIBRES OPTIQUES

A. Parriaux¹, M. Conforti², A. Bendahmane¹, J. Fatome¹, C. Finot¹, S. Trillo³, N. Picqué^{4,5} et G. Millot¹

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR6303 CNRS-Univ. Bourgogne Franche Comté, Dijon, France.

² Univ. Lille, CNRS, UMR8523-Physique des Lasers Atomes et Molécules (PhLAM), F-59000 Lille, France.

³ Department of Engineering, University of Ferrara, Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy.

⁴ Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ), Garching, Germany.

⁵ Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay (ISMO), UMR8214 CNRS-Univ. Paris-Sud, Orsay, France.

alexandre.parriaux@ens-lyon.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions l'élargissement spectral induit par ondes de choc dispersives d'impulsions générées par modulation électro-optique dans une fibre optique en dispersion normale.

MOTS-CLEFS : *Optique non-linéaire ; fibre optique ; ondes de choc*

1. INTRODUCTION

Nous étudions l'élargissement spectral induit par ondes de choc dispersives d'impulsions générées par modulation électro-optique dans une fibre optique en dispersion normale. Nous montrons que le fond continu résiduel du modulateur d'intensité électro-optique peut induire de néfastes oscillations sur le spectre. De plus, nous donnons une estimation analytique de la largeur spectrale maximum de l'impulsion après élargissement. Cette largeur dépend des paramètres de la fibre, de la puissance injectée mais pas du fond continu résiduel, ni de la forme et de la durée de l'impulsion initiale. Nous montrons que des impulsions super-gaussiennes sont plus appropriées à la génération d'impulsions dont le spectre est plat. Des mesures spectrales confirment les prévisions analytiques et sont en accord avec la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non-linéaire.

2. LARGEUR SPECTRALE MAXIMALE INDUITE PAR ONDES DE CHOC

La propagation d'une impulsion d'enveloppe A dans une fibre optique non-linéaire et dispersive est régie par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) qui s'écrit, dans le référentiel de groupe (z, t) de l'impulsion :

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

où γ est le coefficient Kerr (exprimé en $W^{-1}.m^{-1}$), β_2 le coefficient de dispersion d'ordre 2 (exprimé en $s^2.m^{-1}$), α le coefficient d'absorption (exprimé en m^{-1}) et $|A|^2 = P$ la puissance de l'impulsion.

Nous focalisons ici sur le cas d'impulsions générées par des modulateurs électro-optiques. Étant donné que tout modulateur dispose d'un taux d'extinction τ fini, le train d'impulsions créé disposera d'un fond continu d'une puissance P_0 . Ce taux d'extinction peut être défini comme $\tau = \frac{P+P_0}{P_0}$. Lorsque les pertes sont négligées dans l'équation (1), l'ESNL dispose de la loi de conservation suivante [1, 2] :

$$\frac{d}{dz} \left(\gamma \frac{\int_{\mathbb{R}} (|A(z,t)|^2 - P_0)^2 dt}{\int_{\mathbb{R}} (|A(z,t)|^2 - P_0) dt} + \beta_2 \frac{\int_{\mathbb{R}} \Omega^2 (|\tilde{A}(z,\Omega)|^2 - P_0 \delta(\Omega)) d\Omega}{\int_{\mathbb{R}} (|\tilde{A}(z,\Omega)|^2 - P_0 \delta(\Omega)) d\Omega} \right) = 0 \quad (2)$$

où $\tilde{A}(z,\Omega)$ est la transformée de Fourier de $A(z,t)$.

En considérant que les effets non-linéaires prédominent en début de propagation et que les effets dispersifs prédominent en fin de propagation, alors par intégration sur z de l'équation (2), nous pouvons en déduire l'écart-type spectral σ_Ω à une distance très éloignée du choc :

$$\sigma_\Omega = \sqrt{\frac{\gamma P}{\beta_2}} F \quad \text{avec} \quad F^2 = \frac{\int_{\mathbb{R}} f(0,t)^2 dt}{\int_{\mathbb{R}} f(0,t) dt} \quad (3)$$

où nous avons considéré une condition initiale $|A(0,t)|^2 = P_0 + Pf(0,t)$ avec $f(0,t)$ le profil en puissance de l'impulsion. Nous remarquons que le facteur F ne dépend pas de la durée initiale de l'impulsion et est approximativement égal à 1 pour des formes usuelles (gaussienne, super-gaussienne, ...).

En considérant que le spectre est contenu en majeure partie dans l'intervalle $[-2\sigma_\Omega; 2\sigma_\Omega]$, alors celui-ci montre une fréquence maximale f_{\max} définie par :

$$f_{\max} = \frac{2\sigma_\Omega}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\gamma P}{\beta_2}} F \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\gamma P}{\beta_2}} \quad (4)$$

La fréquence f_{\max} (4) dépend majoritairement des paramètres de la fibre utilisée et de la puissance initiale injectée. Au contraire, elle est très peu dépendante du profil et indépendante de la durée initiale des impulsions. La Figure 1 montre le spectre à la sortie d'une fibre DCF de 1400 m ($\beta_2 = 0,12 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, $\gamma = 4,6 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) obtenu par intégration numérique de l'ESNL (1) pour différentes formes et durées d'impulsions.

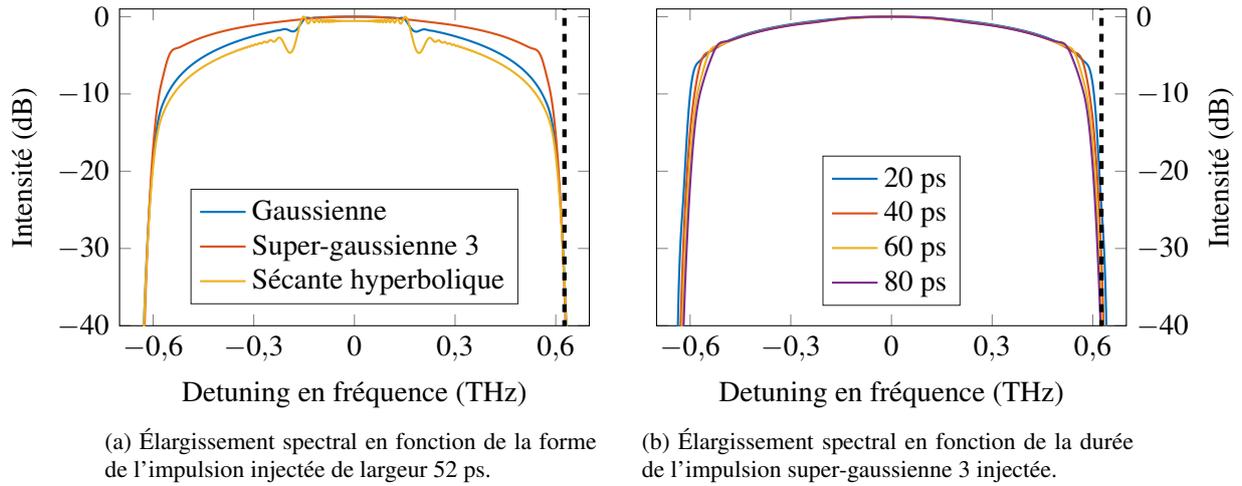


FIGURE 1: Résultats de l'intégration numérique de l'ESNL (1) en sortie d'une fibre DCF de longueur 1400 m pour une puissance d'entrée $P = 100 \text{ W}$, sans fond continu, et pour $\alpha = 0$ (pertes négligées). Les lignes en pointillés montrent la fréquence maximale prédite par l'équation (4).

Nous pouvons remarquer avec les simulations de la Figure 1 que la même largeur spectrale est obtenue pour trois profils différents mais que des impulsions super-gaussiennes donnent un spectre beaucoup plus plat. Dans le cas particulier de ces impulsions, nous pouvons aussi voir que la largeur spectrale dépend très peu de la durée initiale.

Une autre caractéristique intéressante, illustrée par la Figure 2, est que la largeur maximale du spectre ne dépend pas du fond continu résiduel. Cependant, un léger fond continu dû à des modulateurs électro-optiques non idéaux est suffisant pour entraîner des oscillations dans le domaine temporel et spectral [3]. Le contraste des oscillations augmente fortement pour une faible diminution du taux d'extinction. Dans le cas d'impulsions super-gaussiennes en présence d'un fond, le spectre généré se retrouve déformé et ne présente plus la platitude décrite plus haut.

3. VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

Nous avons effectué une série de mesures expérimentales afin de caractériser l'élargissement spectral induit par le phénomène d'ondes de choc. Un train d'impulsions super-gaussiennes d'ordre 3 de largeur 52 ps est généré par modulation d'intensité d'une diode laser continue [4]. Le taux d'extinction du modulateur est de 30 dB et le taux de répétition des impulsions est fixé à 100 MHz, ce qui nous donne une puissance $P = 47$ W. Le train est ensuite dirigé vers une fibre DCF de longueur variable.

La Figure 3 montre la variation de la largeur spectrale à -20 dB du maximum d'intensité en fonction de la distance de propagation. Nous observons que la largeur du spectre tend rapidement vers une limite proche de l'estimation théorique donnée par la fréquence (4). Nous pouvons aussi noter un très bon accord entre les largeurs mesurées et les résultats prévus par intégration numérique de l'ESNL (1).

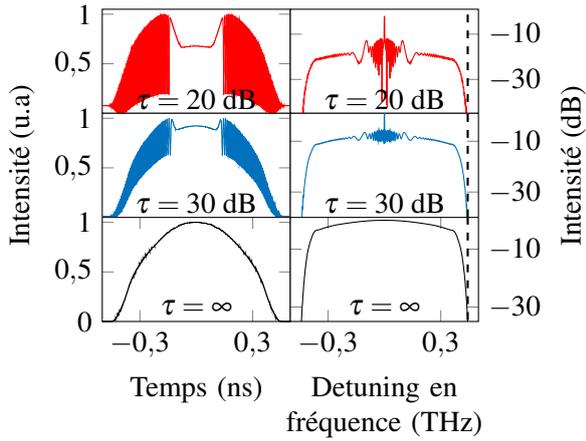


FIGURE 2: Profils temporels et spectraux obtenus par intégration numérique de l'ESNL (1) à la sortie d'une fibre DCF. L'impulsion super-gaussienne d'ordre 3 initiale a une puissance $P = 50$ W.

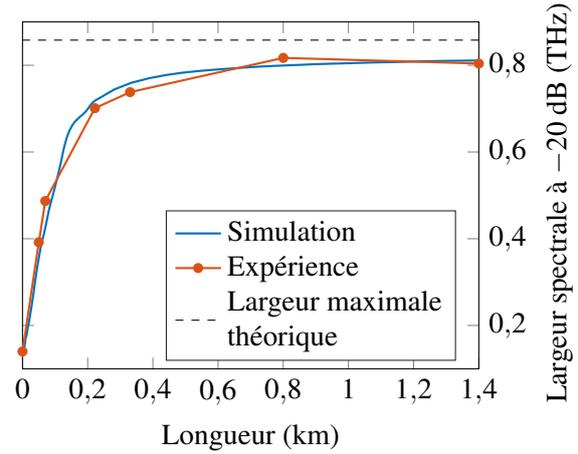


FIGURE 3: Variation de la largeur spectrale à -20 dB en fonction de la distance de propagation d'une super-gaussienne d'ordre 3 de puissance d'entrée $P = 47$ W.

4. CONCLUSION

Nous avons démontré et vérifié par l'expérience d'importantes caractéristiques de l'élargissement spectral induit par ondes de choc dispersives dans les fibres optiques. En particulier, nous avons mis en évidence l'influence d'un fond continu sur le spectre d'impulsions générées par modulation électro-optique. De plus, nous avons vu que loin du choc, l'évolution du spectre devient quasi-stationnaire et sa largeur maximale peut être calculée analytiquement. Celle-ci est quasi-indépendante de la forme des impulsions et de leur durée. Toutefois, des impulsions super-gaussiennes donnent un spectre bien plus plat comparées à d'autres formes considérées. Les mesures expérimentales effectuées sont en très bon accord avec les résultats numériques d'intégration de l'ESNL (1). Nous pensons que ces résultats seront très utiles dans le design de peignes de fréquences générés par des modulateurs électro-optiques dédiés à de nombreuses applications.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Castelló-Lurbe, P. Andrés, and E. Silvestre, "Dispersion-to-spectrum mapping in nonlinear fibers based on optical wave-breaking," *Opt. Express*, vol. 21, no. 23, pp. 28 550–28 558, 2013.
- [2] Y. S. Kivshar and X. Yang, "Perturbation-induced dynamics of dark solitons," *Phys. Rev. E*, vol. 49, pp. 1657–1670, 1994.
- [3] G. Xu, A. Mussot, A. Kudlinski, S. Trillo, F. Copie, and M. Conforti, "Shock wave generation triggered by a weak background in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 11, pp. 2656–2659, 2016.
- [4] G. Millot, S. Pitois, M. Yan, T. Hovhannisyan, A. Bendahmane, T. Hänsch, and N. Picqué, "Frequency-agile dual-comb spectroscopy," *Nat. Photon.*, vol. 10, pp. 27–30, 2015.