

LA GENERATION DES IMPULSIONS ULTRACOURTES A 1065 NM DANS UNE FIBRE A CRISTAUX PHOTONIQUES FORTEMENT NON LINEAIRE

Lynda. Cherbi, N. Lamhene , F. Boukhelkhal, M.Touzene and A.Bellil

Laboratoire d'Instrumentation (LINS), Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene 'USTHB', BP 32 Elia 16111 Bab Ezzouar, Algérie

Cherbi_lynda@hotmail.com

RÉSUMÉ

Nous sommes arrivés dans ce travail à générer des impulsions ultracourtes de différentes durées 4.6 fs, 2.3 fs et 1.8 fs à 1065 nm dans un seul étage de compression constitué d'une fibre à cristal photonique fortement non linéaire et de très courte longueur (45mm -12 mm) sans avoir recours à des grandes valeurs de dispersion.

MOTS-CLEFS: *effets non linéaires; optique ultra rapide; fibre à cristaux photoniques (PCF), solitons*

1. INTRODUCTION

L'optique ultra-rapide est devenue très appropriée pour un usage répandu dans les télécommunications, la détection, la tomographie optique cohérente, les applications médicales (ophtalmologie, dermatologie). Elle permet même de sonder des phénomènes ultra-rapides avec une résolution temporelle inédite, tels que des réactions chimiques et le mouvement des électrons. Les effets non linéaires des matériaux sont exploités pour satisfaire ces exigences malgré qu'ils nécessitent des niveaux de puissances énormes. Pour palier à cet inconvénient, plusieurs approches ont été adoptées pour amplifier ces effets non-linéaires, comme le choix du matériau ou des propriétés géométriques de la structure guidant la lumière [1][2][4]. C'est dans cette perspective qu'une nouvelle génération de fibres optiques telles que les PCF fortement non linéaires (PCFNL) est née pour être des composants clés pour les applications des sources lumineuses à large bande et les compresseurs d'impulsions. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour la génération des impulsions ultracourtes telles que l'élargissement du spectre de l'impulsion en utilisant des effets non-linéaires à intensité modérée ($10^{14} W.cm^{-2}$), l'interaction laser-plasma à très haute intensité (de $10^{15} W.cm^{-2}$ à $10^{21} W.cm^{-2}$) [1] et la compression par effet soliton [2][4].

Dans ce travail, nous sommes arrivés à générer des impulsions ultracourtes de différentes durées 4.6 fs, 2.3 fs et 1.8 fs en utilisant un seul étage de compression, par effet soliton, constitué d'une PCF fortement non linéaire et de très courte longueur (45mm- 12 mm), sans avoir recours à des grandes valeurs de dispersion comme ça été déjà fait dans [2]. Plusieurs simulations à base de la méthode à pas fractionnaire ont été effectuées pour le choix judicieux de la puissance d'entrée, la valeur de dispersion et la longueur de la fibre afin d'éviter les régions de fission des différents ordres des solitons générés.

2. ANALYSE MATHÉMATIQUE DE LA COMPRESSION D'IMPULSIONS PAR EFFET SOLITON

Le mécanisme de compression par effet soliton est relié aux propriétés fondamentales des solitons d'ordre supérieur qui suivent un modèle périodique d'évolution de période Z_0 . Cette technique exploite la phase initiale d'élargissement non-linéaire spectral et de compression temporelle d'un soliton d'ordre supérieur ($N > 1$), se propageant en régime de dispersion anormale d'une fibre optique [3]. On rappelle que N et Z_0 sont définis par les relations suivantes :

$$\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{L_D}{L_{NL}} = N^2 \quad (1)$$

$$Z_0 = \frac{\pi L_D}{2} = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|} \quad (2)$$

Où T_0 est la largeur initiale de l'impulsion et P_0 est la puissance injectée, $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ est la longueur de dispersion, β_2 est le coefficient de dispersion de vitesse de groupe, γ est le coefficient non linéaire et $L_{NL} = \frac{1}{P_0 \gamma}$.

L'évolution d'un soliton d'ordre N dans une fibre optique est gouvernée par l'équation non linéaire généralisée de Schrödinger:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3} = j\gamma |A(z,t)|^2 A(z,t) - \frac{\alpha}{2} A(z,t) + i\gamma T_R \frac{\partial |A(z,t)|^2 A(z,t)}{\partial t} - \frac{\gamma}{w_0} |A(z,t)|^2 A(z,t) \quad (3)$$

Avec 'A' est l'enveloppe de l'impulsion, β_3 est le paramètre de la dispersion d'ordre 3, α est le coefficient d'atténuation linéaire et T_R est le gain Raman. Le dernier terme de l'équation représente l'effet l'auto-raïdissement. L'équation (3) est appliquée pour la propagation des impulsions courtes $t_{FWHM} \sim 50$ fs et peut être simplifiée quand la largeur d'impulsion est supérieure à 1ps vu que l'effet Kerr devient plus dominant que l'effet de Raman et l'effet d'auto-raïdissement [3]. Les effets de divers effets non linéaires qui se produisent pendant la transmission du signal peuvent être analysés par la résolution de l'équation (3). Cependant, en présence de la non-linéarité et de la dispersion, il n'est pas possible de la résoudre analytiquement, sauf dans le cas très particulier de soliton de transmission [3]. Par conséquent, de nombreux algorithmes numériques ont été développés pour résoudre l'équation (3). La méthode à pas fractionnaire est un des algorithmes le plus populaire en raison de sa bonne précision et son court temps de calcul.

3. SIMULATION ET RESULTATS

Nous avons injecté dans la PCFNL, une impulsion solitonique de durée $T_{FWHM} = 50$ fs à 1065 nm ayant la forme mathématique suivante :

$$U(\xi, \tau) = N \text{sech}(\tau) \exp\left(\frac{j\xi}{2}\right) \quad (4)$$

Avec $\tau = \frac{t}{T_0}$, $T_0 = \frac{T_{FWHM}}{1.7626}$, $\xi = \frac{z}{L_D}$ et $N = \frac{A}{\sqrt{P_0}}$

La fibre PCFNL possède un grand coefficient non linéaire ($\gamma = 11 \text{ Km}^{-1}\text{W}^{-1}$) et un zéro de dispersion autour de 1040 nm. Le diamètre du cœur de la fibre est d'environ 4,8 μm . La valeur de β_2 à 1065 nm est (-13.2380 ps^2/Km). La méthode à pas fractionnaire a été utilisée pour résoudre l'équation (3) et simuler la propagation de cette impulsion le long cette fibre en tenant en considération l'effet Kerr et l'effet de β_2 . Nous avons commencé à générer le soliton d'ordre 2 (fig1.a) en utilisant une puissance d'entrée de $6 \times 10^3 \text{ W}$. Dans ce cas, l'impulsion d'entrée de durée de 50 fs a pu être comprimée à 4.6 fs pour une longueur de fibre $L \approx Z_0/2 = 4.5 \text{ cm}$ (fig1.b) avec un facteur de compression $F_c = 6.2$ et un facteur de qualité $Q_c = 0,33$.

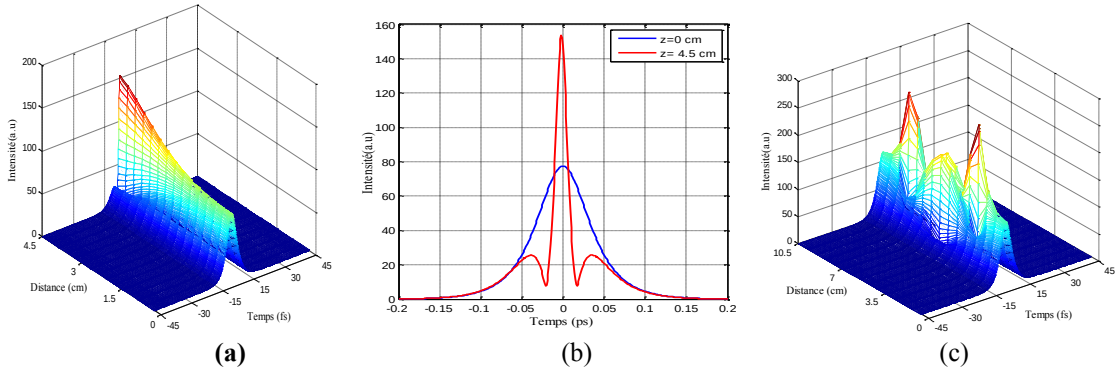


Fig. 1: L'évolution temporelle du soliton d'ordre 2 à la longueur de compression (a) et du soliton d'ordre 3 sur une période de $Z_0=9.8 \text{ cm}$ (c) le profil d'intensité d'impulsion de durée 4.6fs obtenue pour une distance de compression 4.5 cm (b).

En effet, la qualité de la compression de l'impulsion est caractérisée par plusieurs paramètres à savoir T_{comp} , qui est la largeur de l'impulsion comprimée, T_{Diff} qui est la différence entre la largeur de l'impulsion initiale T_0 et celle de l'impulsion comprimée, le facteur de compression F_c défini par $F_c = T_0/T_{\text{comp}}$ et aussi le facteur de qualité de compression $Q_c = P_{\text{comp}}/F_c$ avec P_{comp} est la puissance crête de l'impulsion comprimée normalisée à l'impulsion d'entrée. Nous constatons pour le soliton d'ordre 2 que si on dépasse la distance de propagation de 4.5 cm, ce soliton rentre dans la région de fission où il atteint sa largeur spectrale maximale et sa largeur temporelle minimale.

Dans le but de générer des impulsions plus courtes, nous avons simulé les solitons d'ordre supérieurs $N=3$ avec $P_0=13,5\text{KW}$ (fig1.c) et $N=4$ avec $P_0=24\text{ KW}$ (fig2.b) pour lesquels nous avons obtenu respectivement des impulsions comprimées à 2.3 fs ($F_c=12.5$, $Q_c=0.2$) (fig. 2.a) et à 1.8 fs ($F_c=16$, $Q_c=0.15$) (fig2.c) pour des longueurs de propagation $L \approx Z_0/3=25\text{mm}$ et $L \approx Z_0/8=12\text{ mm}$, respectivement.

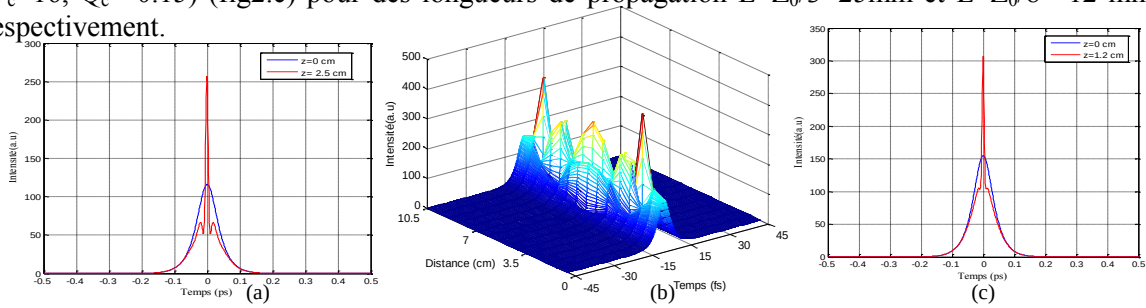


Fig 2 : L'évolution du soliton d'ordre $N = 4$ dans la PCFNL en fonction du temps et de la distance montrant une évolution périodique selon $Z_0=9.8\text{ cm}$ (b) profils d'intensité de l'impulsion comprimée de durée 2.3 fs pour une distance de compression 2.5 cm(a) et de l'impulsion de durée 1.8 fs à 1,2 cm(c).

Nous remarquons que si on augmente N , Q_c diminue car l'énergie restante de l'impulsion apparaît sous forme de larges piédestaux qui apparaissent autour de l'impulsion comprimée fig2.a, cela est dû au fait que pendant l'étape de compression temporelle initiale, l'évolution des solitons d'ordre supérieur est dominée par l'automodulation de phase 'SPM'. Or, le chirp induit par SPM est seulement linéaire au niveau de la partie centrale de l'impulsion, alors seule la partie centrale est comprimée par la dispersion de vitesse de groupe anormale. L'énergie dans les ailes de l'impulsion reste non-comprimée et apparaît comme un large piédestal.

4. CONCLUSION

A partir d'une impulsion de 50 fs centrée à 1065 nm, plusieurs impulsions ultracourtes de durées 4.5 fs, 2.3 fs et 1.8 fs ont été obtenues dans un seul étage de compression constitué d'une seule PCF fortement non linéaire et de très courte longueur (45 mm – 12 mm). Dans ce travail, nous avons pu démontrer que nous pouvons réaliser la compression des impulsions femtosecondes par effet soliton sans utiliser plusieurs étages et sans avoir recours à des fibres ayant des grandes valeurs de dispersion et possédant de très courtes longueurs. C'est pour cette raison qu'il était très important de choisir la longueur optimale de la fibre favorisant la compression de l'impulsion avec un minimum de piédestaux et évitant d'atteindre la région de sa fission. Nous étions très motivés à utiliser des impulsions générées par un laser travaillant à 1065 nm, vu sa grande efficacité dans les applications médicales pour les soins ophtalmologiques et dermatologiques.

5. RÉFÉRENCES

- [1] A. Borot, A. Malvache *et al*, "High-harmonic generation from plasma mirrors at kHz repetition rate", Optics Letters, p.199, 2011.
- [2] M.Chen, H.Subbaraman and Ray T. Chen, "One stage pulse compression at 1554nm through highly anomalous dispersive photonic crystal fiber", Optical Society of America, 2011.
- [3] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, Elsevier, 4th ed. 2007.
- [4] Foster M. A., A. L. Gaeta, Q. Cao and R. Trebino, "Soliton-effect compression of supercontinuum to few-cycle durations in photonic nanowires", Optics Express, vol.13, pp 6848-6855, 2005.