

УСИЛЕНИЕ И КОМПРЕССИЯ ЧАСТОТНО МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В АКТИВНОМ НЕОДНОРОДНОМ СВЕТОВОДЕ*

А. С. Абрамов, ✉В. А. Лапин, П. П. Миронов, Д. И. Семенцов

НИТИ им. С. П. Капицы, Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉lva2013@yandex.ru

Важной задачей современной физики лазеров и фотоники является разработка генераторов ультракоротких импульсов (УКИ), обеспечивающих высокую пиковую мощность излучения [1]. Высокая концентрация энергии, широкополосный оптический спектр и чрезвычайно короткое время светового излучения, присущие таким импульсам [2], делают их очень интересными для многих приложений, таких как обработка и модификация материалов, лазерная микро- и наноструктурирование материалов, ядерные и ускорительные технологии и др. [1, 3, 4].

В работе рассматривается методика усиления и временной компрессии частотно модулированных импульсов в активном световоде с профилем зависимости дисперсии от длины, подобранным таким образом, чтобы обеспечить максимальные степени сжатия импульсов с заданным начальным chirпом при заданном усилении световода.

Динамика временной огибающей волнового пакета описывается нелинейным уравнением Шредингера для амплитуды огибающей вида [2, 5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = gA, \quad (1)$$

где $\tau = t - z/v_g$ — время в бегущей системе координат, $d_2 = (d^2\beta/d\omega^2)$ — параметр дисперсии групповых скоростей второго порядка (ДГС), R — параметр нелинейности, g — коэффициент усиления в волокне.

В работе выбиралась зависимость дисперсии вида [6]:

$$d_2(z) = -|d_{20}| \exp \left[-\frac{\alpha_0 |d_{20}|}{g_0} (\exp(2gz) - 1) + 2gz \right], \quad (2)$$

где α_0 — начальный chirп импульса, вводимого в исследуемый волоконный световод.

Рассматривался частотно модулированный импульс вида:

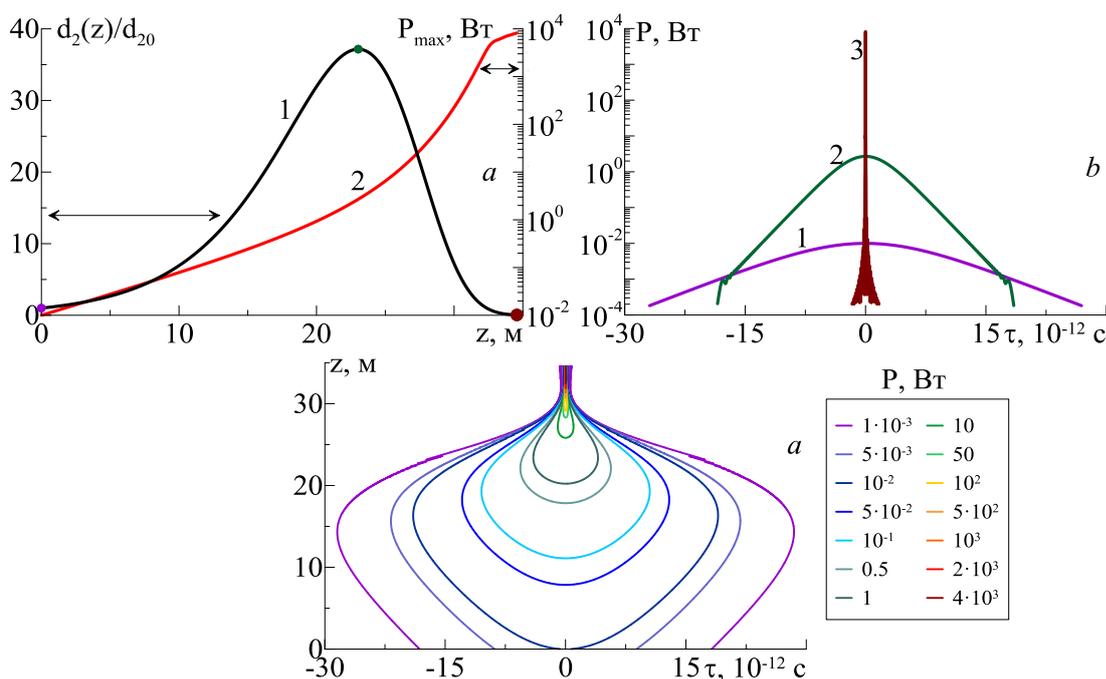
$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(\tau / \tau_0) \exp(i\alpha_0 \tau^2). \quad (3)$$

На рис. 1 приводятся зависимости нормированной ДГС (1, а) и пиковой мощности (2, а) от продольной координаты z , профили импульса на входе (1, б), в точке максимума модуля дисперсии (2, б), на выходе из световода (3, б) длиной $L = 1,5z_0$, где z_0 — точка максимума модуля дисперсии. Приведенные зависимости получены путем численного решения уравнения методом SSF (Фурье-расщепления по физическим факторам) [2, 7]. Для расчетов

* Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта № 23-22-00412, стипендии президента РФ СП-4058.2021.5 и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации проект FEUF-2023-0003.

выбирались следующие значения параметров импульса: начальная длительность $\tau_0 = 10^{-11}$ с, мощность $P_0 = 0,01$ Вт, чирп $\alpha_0 = 10^{24}$ с⁻²; и световода: ДГС $d_2 = -10^{-27}$ с²/м, параметр нелинейности $R = 10^{-3}$ (Вт·м)⁻¹, усиления: $g = 0,1$ м⁻¹.

Из приведенных зависимостей можно видеть, как по мере распространения частотно-модулированного импульса по участку волокна с возрастающей дисперсией и постоянным усилением наблюдается его значительное усиление при практическом отсутствии временного сжатия. При этом наблюдается значительное (более чем в 100 раз) увеличение его пиковой мощности. После чего на участке световода с убывающей дисперсией осуществляется сжатие усиленного частотно-модулированного импульса. Это происходит за счет убывания резкого убывания дисперсии по модулю практически до первоначальных значений, что позволяет предотвратить процесс обратного дисперсионного уширения импульса.



Динамика ДГС (1, а), пиковой мощности (2, а) и профили импульса на входе (1, б), в точке максимума модуля дисперсии (2, б), на выходе из световода (3, б), линии уровня временного профиля импульса в световоде

Таким образом, из приводимых результатов моделирования видно, что подбор профиля зависимости дисперсии с учетом значений чирпа вводимого импульса и показателя усиления световода позволяет получить значительное (до 10^4 раз) увеличение пиковой мощности сжимаемого импульса.

Список литературы

1. Reid D. T. et al. Roadmap on ultrafast optics // J. Opt. 2016. Vol. 18. № 9. P. 093006.
2. Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics. 5th. ed. Boston: Academic Press, 2013.
3. Kalaycioglu H., Elahi P., Akcaalan O., Ilday F.O. High-Repetition-Rate Ultrafast Fiber Lasers for Material Processing // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2018. Vol. 24. № 3. P. 1–12.

4. Veisz L. et al. Laser-driven electron acceleration in plasmas with few-cycle pulses // *Comptes Rendus Phys.* 2009. Vol. 10. № 2–3. P. 140–147.
5. Zolotovskii I. O., Lapin V. A., Sementsov D. I. et al. Generation of high frequency trains of chirped soliton-like pulses in inhomogeneous and cascaded active fiber configurations // *Opt. Commun.* 2018. Vol. 426. P. 333–340.
6. Abramov A. et al. Amplification and Generation of Frequency-Modulated Soliton Pulses in Nonuniform Active Fiber Configurations // *Photonics.* 2022. Vol. 9. № 3. P. 160.
7. Mahboub M. Numerical simulations of femtosecond pulse propagation in photonic crystal fibers. Comparative study of the S-SSFM and RK4IP // *Appl. Math. Sci.* 2012. 6. № 117. P. 5841–5850.