

01;07
©1994ГЕНЕРАЦИЯ ВЕКТОРНЫХ СОЛИТОНОВ
В ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ

В.В.Брыксин, М.П.Петров, Р.В.Киян

При описании распространения оптических солитонов в волоконных световодах с двулучепреломлением используют два основных приближения, соответствующих сильному и слабому двулучепреломлению. При сильном двулучепреломлении оптические импульсы, поляризованные вдоль медленной оси x и быстрой y , распространяются с разной групповой скоростью и взаимодействуют между собой только при столкновении [1]. Если имеет место слабое двулучепреломление, возможно образование единого импульса, который имеет проекции одновременно вдоль осей x и y , но распространяется с единой групповой скоростью. Обычно такой солитон называют векторным солитоном [2]. Устойчивость векторного солитона обеспечивается за счет нелинейного взаимодействия между проекциями поля на главные оси волокна.

Векторные солитоны описываются нелинейными уравнениями Шредингера (НУШ), которые без учета потерь или усиления в волокне могут быть записаны в виде [3]

$$\begin{aligned}
 -i \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial \tau^2} + \kappa E_x + i \Delta \beta_1 \frac{\partial E_x}{\partial \tau} &= \\
 = \gamma \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} E_y E_x^* \right], \\
 -i \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial \tau^2} + \kappa E_y + i \Delta \beta_1 \frac{\partial E_y}{\partial \tau} &= \\
 = \gamma \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} E_x E_y^* \right]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь E_x, E_y — комплексные амплитуды поля, $\kappa = \pi/B = \pi(n_x - n_y)/\lambda$, B — длина поляризационных биений волокна, λ — длина волны света, $(n_x - n_y)$ — разность показателей преломления для излучения, поляризованного вдоль медленной и быстрой осей, $\Delta \beta_1 = (\beta_{1x} - \beta_{1y})/2 = \kappa \lambda / (2\pi c)$, где $(\beta_{1x})^{-1}, (\beta_{1y})^{-1}$ — групповые скорости импульсов, поляризованных вдоль медленной и быстрой осей, c — скорость

света в вакууме, $\alpha = -\beta_2$, β_2 — дисперсия групповых скоростей ($\beta_2 < 0$), $\tau = t - \beta_1 z$ — время в системе координат, движущейся вместе с импульсом ($\beta_1 = (\beta_{1x} + \beta_{1y})/2$), t — время в лабораторной системе координат, $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{\text{эф}})$, $A_{\text{эф}}$ — эффективная площадь поперечного сечения моды оптического излучения в волокне, $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ [3].

В случае сильного двулучепреломления после подстановки $E_{x,y} = A_{x,y} \exp(\pm i\kappa z)$ в уравнениях (1) слагаемые $A_y^2 A_x^* \exp(-4i\kappa z)$ и $A_y^2 A_x^* \exp(4i\kappa z)$ обычно опускают, так как они быстро осциллируют по z [4].

В работе [2] рассмотрен случай слабого двулучепреломления и найдено одно из частных решений уравнений (1), соответствующее векторному солитону.

В настоящей работе мы находим более общее решение уравнений (1) и показываем, что различие несущих частот ортогонально поляризованных компонент векторных солитонов может приводить к генерации периодической последовательности оптических импульсов в волоконном лазере. В статье приведены результаты экспериментальных исследований, подтверждающих этот вывод.

Решение уравнений (1) будем искать в виде

$$E_{x,y}(z, \tau) = A_{x,y}(\tau) \cdot \exp[i(q + \Omega \cdot \Delta\beta_1/2)z \pm (-i\Omega \cdot \tau)], \quad (2)$$

где q — волоконный вектор, зависящий от энергии оптического импульса, $\Omega = \Delta\beta_1/\alpha$. Знак “+” соответствует x -компоненте, “-” — y -компоненте.

Тогда вместо (1) имеем

$$\begin{aligned} (q + \kappa)A_x - \frac{\alpha}{2} \frac{d^2 A_x}{d\tau^2} &= \\ = \gamma \left[\left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{1}{3} A_y^2 A_x^* \exp(+4i\Omega\tau) \right], \\ (q - \kappa)A_y - \frac{\alpha}{2} \frac{d^2 A_y}{d\tau^2} &= \\ = \gamma \left[\left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{1}{3} A_x^2 A_y^* \exp(+4i\Omega\tau) \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

Решение в форме (2) соответствует импульсу, имеющему две компоненты E_x и E_y с одинаковыми групповыми скоростями. Это достигается смещением их несущих частот на величину $\pm\Omega$ от центральной частоты ω . Если предположить, что длительность импульса $\tau_{\text{и}} \ll 1/4\Omega$, то за время

τ_{\pm} множители $\exp(\pm 4i\Omega\tau)$ меняются слабо, и их можно заменить на $\exp(\pm 4i\Omega\tau_0)$, где τ_0 — “центр тяжести” импульса. После такой замены подстановкой $A_{x,y} = C_{x,y} \exp(\mp i\Omega\tau_0)$ (3) можно свести к системе двух уравнений движения классической частицы в двумерном потенциале для действительных переменных $C_{x,y}(\tau)$. Решение этих уравнений имеет вид

$$C_x = 2\sqrt{\frac{\varkappa}{\gamma}} \frac{\eta_- \operatorname{ch}(\eta_+\tau - \delta)}{\eta_+ \operatorname{ch}(\eta_+\tau - \delta) \operatorname{ch}(\eta_-\tau - \delta) - \eta_- \operatorname{sh}(\eta_+\tau - \delta) \operatorname{sh}(\eta_-\tau - \delta)},$$

$$C_y = 2\sqrt{\frac{\varkappa}{\gamma}} \frac{\eta_+ \operatorname{sh}(\eta_-\tau - \delta)}{\eta_+ \operatorname{ch}(\eta_+\tau - \delta) \operatorname{ch}(\eta_-\tau - \delta) - \eta_- \operatorname{sh}(\eta_+\tau - \delta) \operatorname{sh}(\eta_-\tau - \delta)},$$
(4)

где δ — произвольный параметр, $\eta_{\pm}^2 = 2(q \pm \varkappa)/\alpha$.

Выражение (4) соответствует “светлому” векторному солитону. Энергия солитона не зависит от δ и равна

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} (C_x^2 + C_y^2) d\tau = \frac{\sqrt{8\varkappa\alpha}}{\gamma} \left[\left(\frac{q}{\varkappa} + 1 \right)^{1/2} + \left(\frac{q}{\varkappa} - 1 \right)^{1/2} \right].$$
(5)

Грубо говоря, решение (4) представляет собой суперпозицию двух импульсов с длительностями

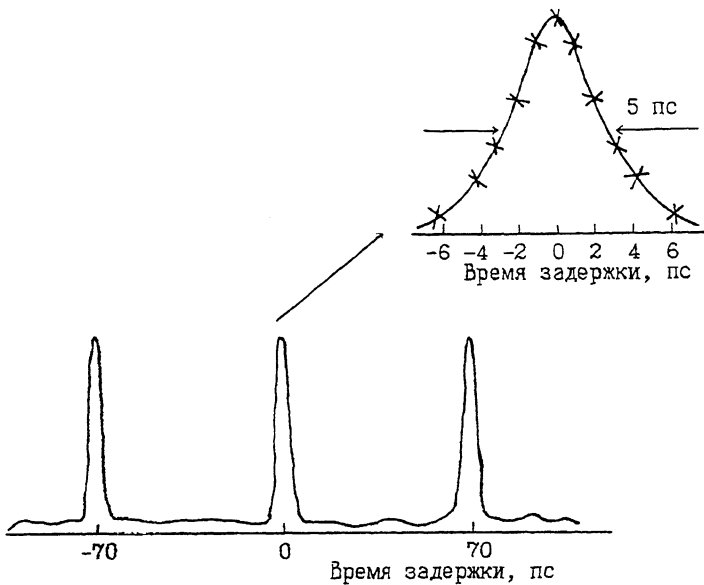
$$\tau_{\pm} = \sqrt{\frac{\alpha}{2(q \pm \varkappa)}}.$$
(6)

Теперь заметим, что система уравнений (3) допускает периодические решения $\mathbf{A}(\tau) = \mathbf{A}(\tau + \pi m/2\Omega)$, где m — целое число. При выполнении условия $4\Omega\tau_{\pm} \leq 1$ такое решение можно построить на основе периодической последовательности солитонов (4),

$$\mathbf{A}(\tau) = \sum_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}_0 \left(\tau + \frac{\pi m}{2\Omega} \right),$$
(7)

где \mathbf{A}_0 — односолитонное решение (4). При этом предполагается, что перекрытие между солитонами с разными m пренебрежимо мало. Период следования солитонов

$$\Delta\tau = \frac{\pi}{2\Omega} = \frac{\pi cB |\beta_2|}{\lambda}.$$
(8)



Автокорреляционная функция периодической последовательности импульсов, генерируемых Er^{3+} волоконным лазером. Ширина автокорреляционной функции 5 пс соответствует длительности импульса 3–3.5 пс для sech^2 -импульса.

Нами было проведено экспериментальное исследование линейного волоконного лазера, выполненного на основе волоконного световода, легированного ионами Er^{3+} [5]. В зависимости от мощности накачки, величины обратной связи в резонаторе и ориентации поляризатора, находящегося в резонаторе, имеют место различные режимы работы лазера. В частности, мы наблюдали генерацию пугов коротких оптических импульсов. Частота следования пугов (10.523 МГц) определялась длиной резонатора лазера, длительность пугов составляла 16 пс, длительность импульсов, образующих пуги — 3–3.5 пс, расстояние между импульсами в пуге было 70 пс (см. рисунок). Энергия импульса, которую оценивали по результатам измерения средней мощности излучения на выходе лазера (после поляризатора, помещенного в резонатор, [5]), составляла 100 пДж. Мы полагаем, что генерация импульсов с малым периодом следования обусловлена формированием периодической последовательности векторных солитонов (7).

Используя данные эксперимента, считая $A_{\text{eff}} = 18 \text{ мкм}^2$ и используя данные из литературы для β_2 ($\beta_2 = -25 \text{ пс}^2/\text{км}$ [3]), с помощью выражений (5), (8) получим, что в нашем экс-

перименте имело место соотношение $q/\kappa \approx 1.25$, а длина поляризационных биений волокна $B = 4.5$ м. Это подтверждает предположение о слабом двулучепреломлении волокна и дает основания считать, что в данном случае наблюдалась генерация векторных солитонов. То обстоятельство, что $q \approx \kappa$ позволяет в рамках данной модели объяснить сравнительно большую длительность импульсов, так как согласно (6), длительность одной из компонент импульса растет при q , близких κ . В то же время приведенные значения длительности и энергии наблюдаемых в эксперименте импульсов не удается объяснить в рамках теории обычных солитонов.

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Куликову за помощь в проведении экспериментальных исследований.

Список литературы

- [1] *Islam M.N., Poole C.D., Gordon J.P.* // Opt. Lett. 1989. V. 14. N 18. P. 1011–1013.
- [2] *Christodoulides D.N., Joseph R.I.* // Opt. Lett. 1988. V. 13. N 1. P. 53–55.
- [3] *Agrawal G.P.* Nonlinear fiber optics. Boston etc: Academic Press, 1989. 392 p.
- [4] *Menyuk C.R.* // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 8. P. 614–616.
- [5] *Петров М.П., Киян Р.В., Кузин Е.А., Спирич В.В.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 10. С. 22–25.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
5 марта 1994 г.