

## РАСПАД ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ

*Е.А. Головченко, Е.М. Дианов, А.М. Прохоров, В.Н. Серкин*

В численных экспериментах по нелинейной динамике субпикосекундных импульсов в волоконных световодах обнаружен эффект структурной неустойчивости связанных состояний солитонов: распад многосолитонных импульсов и формирование ударных волн огибающих.

Одним из наиболее значительных достижений нелинейной оптики последних лет является экспериментальная реализация оптических солитонов огибающей в волоконных световодах (ВС) <sup>1</sup>. В настоящее время достаточно четко определились основные направления в исследовании оптических солитонов. Во-первых, это задачи, связанные с разработкой высокоинформативных нелинейных волоконно-оптических линий связи, и, во-вторых, задачи, связанные с развитием новых методов формирования сверхкоротких импульсов, использующих солитонные явления в ВС, и разработкой новых типов лазеров — “солитон-лазеров”.

Динамика оптических солитонов до настоящего времени описывалась в рамках нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для комплексной огибающей волнового пакета <sup>2</sup>. В рамках этой модели удастся корректно описать экспериментальные результаты вплоть до пикосекундного диапазона длительностей огибающей оптического импульса <sup>1,3</sup>. Реализация в последнее время импульсов фемтосекундного диапазона длительности <sup>4,5</sup> ставит задачу обобщения теории нелинейных волн и на этот диапазон.

При переходе в фемтосекундную область длительностей принципиальным является учет членов более высокого порядка малости по параметру  $\alpha = T/\tau_{и}$  (где  $\tau_{и}$  — масштаб изменения комплексной огибающей волнового пакета как функции времени,  $T$  — период световых колебаний) в точном уравнении для комплексной огибающей волнового пакета в нелинейной диспергирующей среде <sup>6</sup>.

В настоящей работе сообщается о результатах численных экспериментов по исследованию нелинейной динамики мощных фемтосекундных импульсов в волоконных световодах. Обнаружен эффект структурной неустойчивости многосолитонных импульсов и определена область значений основных параметров задачи, в которой возможно формирование уединенных волновых пакетов с длительностью огибающей  $\tau_{и} \lesssim 10$  Т. Работа направлена на инициирование экспериментальных исследований в области фемтосекундной нелинейной оптики.

Эволюцию начального волнового пакета будем рассматривать в рамках модифицированного НУШ

$$i \partial \Psi / \partial z = \frac{1}{2} \partial^2 \Psi / \partial \tau^2 + R |\Psi|^2 \Psi - i\gamma \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi|^2 \Psi). \quad (1)$$

Здесь введены следующие безразмерные параметры:

$$\Psi = E/E_0; \tau = \frac{t - z/v}{\tau_0}; z = z/z_{disp}; z_{disp} = \frac{\tau_0^2}{|\partial^2 K / \partial \omega^2|};$$

$$R = N^2 = \tilde{\alpha} \frac{z_{disp}}{z_{нл}}; z_{нл} = \frac{1}{k n_2 E_0^2}; \gamma = R \frac{2n_0}{c \tau_0 k}$$

$\tilde{\alpha}$  – геометрический фактор, возникающий при усреднении нелинейной поляризации по поперечному сечению световода,  $N$  – число солитонов в импульсе,  $E_0$ ,  $\tau_0$  – начальная амплитуда и длительность импульса, а возмущающий член в уравнении (1) описывает возникновение ударных волн огибающих [7-9].

Умножая (1) сначала на  $\Psi^*$ , а затем на  $\Psi_\tau^*$  и комбинируя с комплексносопряженным уравнением, можно легко получить следующие соотношения:

$$\partial \rho / \partial z = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} [\rho - 3\gamma \rho^2], \quad (2)$$

$$\partial p / \partial z = -2\gamma [\rho \operatorname{Im} \Psi_\tau^2 - \frac{1}{2} \rho p_\tau] + 2 \frac{\partial}{\partial \tau} [-H - \frac{1}{2} \operatorname{Re} \Psi^* \Psi_{\tau\tau} - \frac{3}{2} \gamma \rho p],$$

$$\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{3}{2} \gamma |\Psi_\tau|^2 \rho_\tau + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} [R \rho p + \gamma \rho |\Psi_\tau|^2 + \frac{1}{2} \gamma (\rho_\tau)^2 + R \gamma \rho^3 + 2 \operatorname{Im} \Psi_\tau^* \Psi_{\tau\tau}].$$

Где:

$$\rho = |\Psi|^2; p = 2 \operatorname{Im} \Psi^* \Psi_\tau; H = -\frac{1}{2} |\Psi_\tau|^2 + \frac{R}{2} |\Psi|^4.$$

Интегрируя (2) по  $\tau$ , получим, что в рассматриваемой модели сохраняется только первый интеграл движения невозмущенного НУШ:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\int |\Psi|^2 d\tau) = 0.$$

Как показывают численные исследования, наличие возмущения в НУШ (1) приводит к весьма важным качественно новым закономерностям в нелинейной динамике мощных субпикосекундных импульсов.

Распространение односолитонного импульса (фундаментального солитона НУШ  $\Psi(0, \tau) = \operatorname{sech}(\tau)$ ) сопровождается запаздыванием максимума огибающей и возникновением в импульсе значительной частотной модуляции (рис. 1).

Распространение многосолитонного импульса в ВС при  $\tau_{и} \gg T$  в области отрицательной дисперсии групповых скоростей  $\partial^2 k / \partial \omega^2 < 0$  сопровождается периодическим изменением огибающей: самосжатием импульса с образованием узкого центрального пика на фоне широкого пьедестала, разбиением на отдельные фрагменты и дальнейшим возвращением к исходной форме [1,3,4].

Исследование динамики связанных состояний солитонов в рамках модифицированного НУШ (1) показало, что наличие возмущающего члена приводит к неустойчивости связанного состояния солитонов НУШ и его распаду. Подчеркнем, что на возможность эффекта неустойчивости связанных состояний солитонов в рамках невозмущенного НУШ ( $\gamma \equiv 0$ ) указывалось еще в [2]. Однако в численных экспериментах в рамках НУШ ( $\gamma \equiv 0$ ) и в физических экспериментах с оптическими солитонами ( $\tau_{и} \gg T$ ) многосолитонные импульсы оказываются чрезвычайно устойчивыми и долгоживущими образованиями [3,10]. Этот факт в работе [10] связывался с сохранением высших интегралов движения НУШ при  $\gamma \equiv 0$ . При переходе в фемтосекундную область длительностей начиная с  $T/\tau_0 \cong 0,01$  физическая картина распространения многосолитонного импульса в ВС кардинальным образом изменяется. Время жизни связанного состояния солитонов значительно уменьшается. Решающим фактором является эффект преимущественного обогащения высокочастотной области спектра, описываемой воз-

мущающим членом в НУШ (1). Периодическая смена знака частотной модуляции, возникающая при распространении многосолитонного импульса, приводит к тому, что в области точки самосжатия на переднем фронте огибающей формируется интенсивный и короткий импульс. Причем центр тяжести спектра формируемого импульса непрерывно смещается в область высоких частот при его распространении. На рис. 2 показана рассчитанная нами динамика распада начального пакета  $\Psi(z=0, \tau) = 2 \operatorname{sech} \tau$ . Здесь приведены зависимости пиковой интенсивности и длительности импульса, формируемого при распаде на переднем фронте огибающей пакета, от длины ВС, а также динамика его спектра. Типичная картина распада многосолитонного импульса показана на рис. 3.

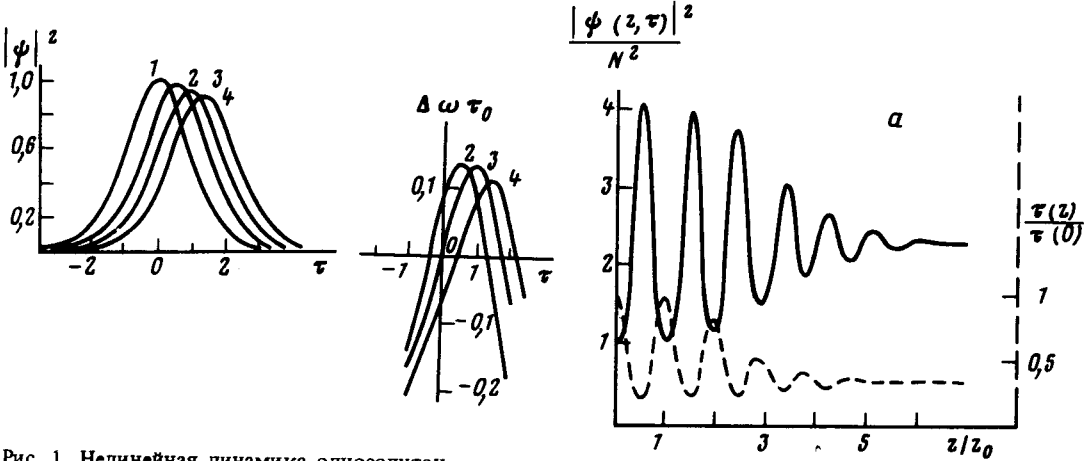


Рис. 1. Нелинейная динамика односолитонного импульса  $\psi(z=0, \tau) = \operatorname{sech}(\tau)$  ( $R=1$ ) при  $\gamma = 0,25$ : а - форма огибающей при  $z = 0$  (1);  $z = z_0$  (2),  $z = 2z_0$  (3) и  $z = 3z_0$  (4), где  $z_0 = \frac{\pi}{2} z_{disp}$  - период солитона; б - вид частотной модуляции в импульсе при тех же параметрах задачи

Рис. 2. Динамика распада связанного состояния двух солитонов  $R = 4$  при  $\gamma = 0,1$ : а - зависимость интенсивности и длительности формируемого при распаде импульса от длины  $z$ , б - спектр формируемого интенсивного импульса при  $z = 7z_0$  (1) и  $z = 10z_0$  (2)

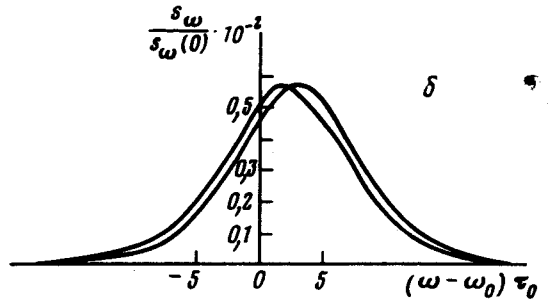


Рис. 2

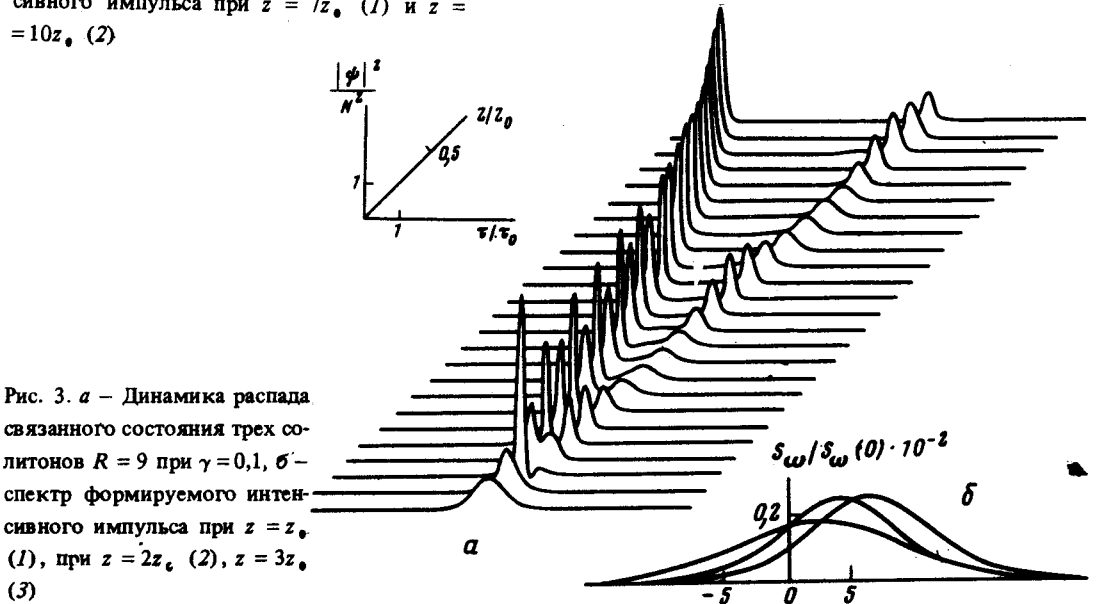


Рис. 3. а - Динамика распада связанного состояния трех солитонов  $R = 9$  при  $\gamma = 0,1$ , б - спектр формируемого интенсивного импульса при  $z = z_0$  (1), при  $z = 2z_0$  (2),  $z = 3z_0$  (3)

Обращает на себя внимание отсутствие "пьедестала" в образующемся импульсе и его значительное сжатие по сравнению с начальным пакетом. Таким образом, рассматриваемые эффекты могут быть использованы для целей экстремальной компрессии импульсов в области отрицательной дисперсии групповой скорости в ВС.

В настоящее время в этой спектральной области ( $\lambda \sim 1,5$  мкм) получены импульсы длительностью  $\tau_n \sim 200$  фс<sup>4,5</sup>. Как показывают наши расчеты уже при начальной мощности такого импульса  $P_0 = 6$  кВт на длине световода  $L \geq 100$  см может быть сформирован импульс с  $\tau_n \sim 40$  фс ( $\tau_n \sim 8 \cdot T$ ), в котором сосредоточено порядка 60% всей энергии пакета.

#### Литература

1. Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1095.
2. Захаров В.Е., Шабат А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, 118.
3. Stolen R.H., Mollenauer L.F., Tomlison W.I. Opt. Lett., 1983, 8, 186.
4. Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P., Tomlison W.I. Opt. Lett., 1983, 8, 289.
5. Дианов Е.М., Карасик А.Я., Мамышев П.В., Онищук Г.И., Прохоров А.М., Стельмах М.Ф., Фомичев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 148.
6. Луговой В.Н., Прохоров А.М. УФН, 1973, 111, 203.
7. Martini F.De., Townes C.H., Gustafson T.K., Kelley P.L. Phys. Rev. A, 1967, 164, 312.
8. Gustafson T.K., Taran I.P., Haus H.A., Lifshitz I.R., Kelley P.L. Phys. Rev., 1969, 177, № 1.
9. Anderson D., Lisak S. Phys. Rev. A., 1983, 27, 1393.
10. Маханьков В.Г. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1983, 14, 123.

Поступила в редакцию

31 января 1985 г.

После переработки

18 июня 1985 г.