

## НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СОЛИТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Е.М. Дианов, З.С. Никонова, В.Н. Серкин

*Предложен метод формирования уединенных высококонтрастных солитонных импульсов света и последовательности солитонов с помощью туннельно-связанных волоконных световодов.*

При практическом использовании сверхкоротких импульсов света в спектроскопии и изучении сверхбыстрых процессов в физике важным является высокая контрастность импульса. Однако многие волоконно-оптические компрессоры, преобладающие в настоящее время среди схем формирования сверхкоротких импульсов света, генерируют серию коротких импульсов или короткий импульс на фоне малоинтенсивного широкого пьедестала. С целью повышения контраста таких импульсов были предложены методы поляризационной /1/ и спектральной /2/ фильтраций, основанные на разделении импульсов, имеющих различные поляризационные или спектральные характеристики. В настоящей работе предложен метод формирования одиночных интенсивных солитонных импульсов или последовательности солитонов, основанный на использовании туннельно-связанных волоконных световодов (ВС).

Динамика распространения фемтосекундных волновых пакетов в туннельно-связанных ВС описывалась системой уравнений для комплексных амплитуд огибающей световых волн в первом и втором ВС  $\Psi_{1,2}(z, \tau)$  /3-7/:

$$i \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} = \pm \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \tau^2} + R |\Psi_1|^2 \Psi_1 + i\beta\gamma \frac{\partial^3 \Psi_1}{\partial \tau^3} - i\gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi_1|^2 \Psi_1) - \delta R \Psi_1 \frac{\partial |\Psi_1|^2}{\partial \tau} + a \Psi_2; \quad (1)$$

$$i \frac{\partial \Psi_2}{\partial z} = \pm \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial \tau^2} + R |\Psi_2|^2 \Psi_2 + i\beta\gamma \frac{\partial^3 \Psi_2}{\partial \tau^3} - i\gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi_2|^2 \Psi_2) - \delta R \Psi_2 \frac{\partial |\Psi_2|^2}{\partial \tau} + a \Psi_1, \quad (2)$$

где  $\tau$  — время, нормированное на длительность импульса  $t_0$ ;  $z$  — координата вдоль ВС, нормированная на дисперсионную длину импульса  $z_d = t_0^2 / |\partial^2 k / \partial \omega^2|$ ;  $R$  — коэффициент нелинейности;  $\gamma, \beta, \sigma$  — коэффициенты при членах, описывающих дисперсию нелинейности, кубичную дисперсию и комбинационное смещение частоты импульсов,  $a$  — коэффициент межканальной связи.

Как показано в /8/, туннельно-связанные волноводы в нелинейном режиме обладают бистабильными свойствами. Бистабильность волноводов открывает широкие возможности для управления параметрами лазерных импульсов, их нелинейной фильтрации /8/. Бистабильное переключение солитонов в туннельно-связанных ВС теоретически исследовано в /9, 10/. В настоящей работе мы исследуем возможности туннельно-связанных ВС для генерации и фильтрации сверхкоротких солитонов на основе численного решения системы уравнений (1), (2).

Рассмотрим возможности связанных ВС для формирования и отделения короткого солитонного импульса от протяженного малоинтенсивного пьедестала. Динамика временных огибающих в ВС для начальных условий вида  $\Psi_0 = \text{sech } \tau + 0,5 \text{ sech } (0,2\tau)$  приведена на рис. 1. Как следует из результатов численных расчетов, проведенных в широком диапазоне параметров  $R = 2-100$ , с помощью туннельно-связанных ВС возможно формирование и отделение сверхкороткого импульса от протяженного малоинтенсивного пьедестала. Расчеты показали также, что формируемый в первом ВС короткий импульс по своим свойствам близок к солитону: его длительность и амплитуда отличаются от формфактора  $\eta$  солитона вида  $\Psi = \eta \text{ sech } \eta \tau$  не более, чем на 1-2%

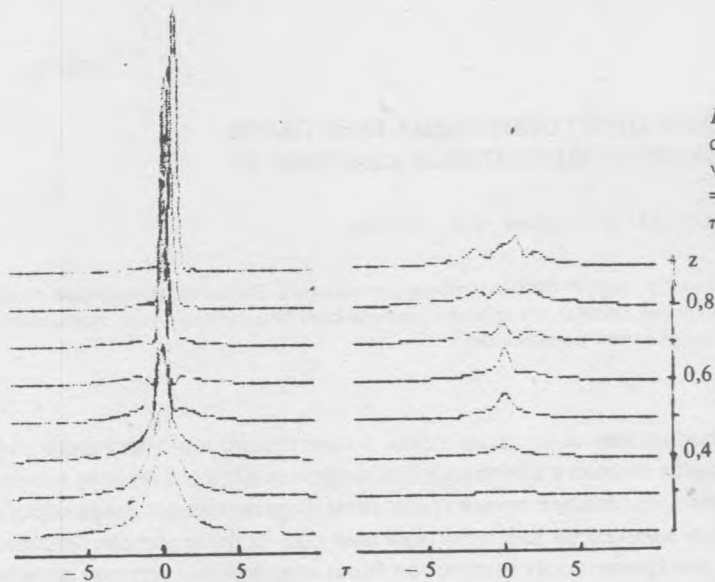


Рис. 1. Эволюция временных огибающих импульсов в туннельно-связанных ВС, рассчитанная при  $\Psi_0 = \text{sech } \tau + 0,5 \text{ sech } (0,2\tau)$ ,  $R = 2$ ,  $\gamma = 0,005$ ,  $\beta = 0,25$ ,  $\sigma = 0,025$ ,  $a = 1$ ,  $\Delta z = 0,2$ ; определения  $z$  и  $\tau$  см. в тексте.

Рис. 2. Динамика генерации последовательности солитонов в туннельно-связанных ВС, рассчитанная при  $\Psi_0 = 1 + 0,1 \cos \tau$ ,  $R = 3,5$ ;  $\gamma = \sigma = \beta = 0$ ,  $a = 1,5$  ( $z \neq 0,5 \div 1,5$ ),  $a = 0$  ( $z < 0,5$ ,  $z > 1,5$ ),  $\Delta z = 0,5$ .

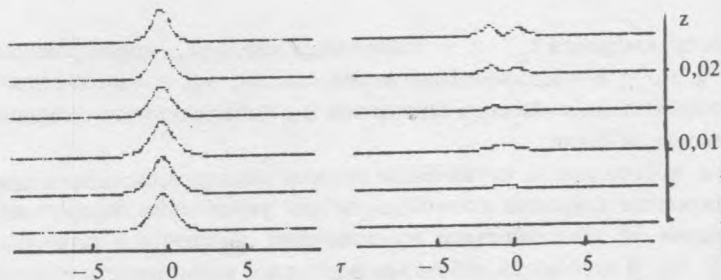
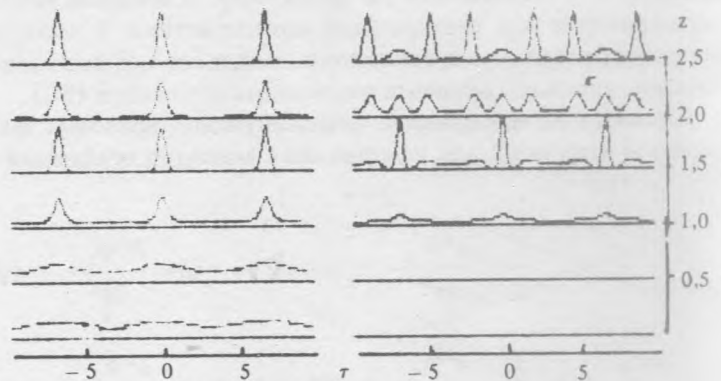


Рис. 3. Эволюция временных огибающих импульсов в области спектра, соответствующей положительной дисперсии групповых скоростей в ВС,  $R = 250$ ,  $\Delta z = 0,005$ ,  $a = 40$ ,  $\gamma = 0,01$ ,  $\beta = 0$ ;  $\sigma = 0,05$ .

Исследуем возможности туннельно-связанных ВС для генерации последовательности солитонных импульсов. Известно, что амплитудно-модулированная волна неустойчива в нелинейных кубических диспергирующих средах [11, 12]. Автомодационная неустойчивость плоской монохроматической волны в области отрицательной дисперсии групповых скоростей развивается при следующих условиях [12]:

$$\Omega^2 \leq \Omega_c^2 \equiv 4R|\Psi_0|^2,$$

где  $\Omega$  — нормированная частота модуляции. Максимальный инкремент неустойчивости достигается при  $\Omega_c^2/2 = \Omega_{\text{max}}^2$ , что соответствует характерной длине развития неустойчивости  $z_1 = 2z_d/\Omega_{\text{max}}^2$ . Эффект модуляционной неустойчивости в ВС был использован для генерации сверхкоротких импульсов света [13]:

недостатком этого метода является наличие пьедестала у коротких импульсов. В настоящей работе мы предлагаем способ удаления пьедестала импульсов, основанный на нелинейной фильтрации излучения в туннельно-связанных ВС, работающих в бистабильном режиме. На вход первого из связанных ВС подается модулированная плоская волна, в процессе развития неустойчивости которой пьедестал последовательности сверхкоротких импульсов переключается во второй ВС, а интенсивные сверхкороткие импульсы остаются непереключенными в первом ВС. При этом длина второго ВС  $\Delta z \approx z_p$ , где  $z_p = \pi z_d / 2a$  — длина перекачки:  $z_p \ll z_i$ , так как формируемые короткие импульсы, взаимодействуя с пьедесталом, довольно быстро на длинах  $\Delta z_i \ll z_i$  распадаются. Кроме того, следует подобрать оптимальную длину первого ВС  $z_1$ , начиная с которой оба ВС будут связаны. Как показывают численные расчеты,  $z_1 \approx z_i / 2$ . На рис. 2 приведен пример численного расчета, подтверждающий возможности данного метода формирования последовательности сверхкоротких импульсов. Формируемые в первом ВС импульсы после удаления пьедестала распространяются в квазисолитонном режиме, испытывая незначительные осцилляции. Отметим, что при бистабильном переключении  $R > a$ , и тогда условие  $z_p \ll z_i$  не выполняется при максимальной частоте модуляции  $\Omega_{\max}$ . Поэтому частота модуляции  $\Omega$  должна быть меньше  $\Omega_{\max}$ .

Приведем для примера характерные параметры расчета, представленного на рис. 2. Для импульсов длительностью  $t_0 = 200$  фс длины волны  $\lambda_0 = 1,55$  мкм, периода следования импульсов  $T = 3$  пс, эффективного сечения  $A_{\text{eff}} = 5 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>, коэффициента дисперсии  $k'' = 2 \cdot 10^{-28}$  сек<sup>2</sup>/см, пиковой мощности излучения  $P_0 = 0,7$  кВт длина перекачки пьедестала  $z_p = 210$  см. При тех же параметрах  $\lambda_0$ ,  $A_{\text{eff}}$ ,  $k''$ , но  $t'_0 = Nt_0$  ( $N > 1$ ), другие параметры будут иметь значения  $T' = NT$ ,  $P'_0 = P_0/N^2$ ,  $z'_p = z_p N^2$ .

Переключение фемтосекундных солитонов (длительностью  $\Delta t = 412$  фс) наблюдалось в /14/, а переключение импульсов длительностью 100 фс в туннельно-связанных ВС на длине волны, соответствующей положительной дисперсии групповых скоростей в ВС, было продемонстрировано в /15/. В настоящей работе промоделированы условия эксперимента /15/ для импульсов длительностью  $\Delta t = 200$  фс, пиковой мощностью  $P_0 = 60$  кВт. Результаты численных расчетов приведены на рис. 3. Они соответствуют данным эксперимента /15/, представленным в виде автокорреляционных функций излучения на выходе первого и второго каналов.

Таким образом, в настоящей работе предложен метод формирования уединенных солитонных импульсов света и последовательности солитонов с помощью туннельно-связанных ВС и проведены численные расчеты, подтверждающие возможности данного метода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stolen R. H., Ashkin A., Botineau J. Opt. Lett., 7, 512 (1982).
2. Дианов Е. М. и др. Письма в ЖТФ, 12, 752 (1986).
3. Gordon J. P. Opt. Lett., 11, 662 (1986).
4. Серкин В. Н. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 33 (1987).
5. Hasegawa A., Kodama J. IEEE Journ. of Quantum Electronics, QE-23, 510 (1987).
6. Blow K. J., Doran N. J., Wood D. Opt. Lett., 12, 202 (1987).
7. Tomlinson W. J. et al. Topical Meeting on Nonlinear guided wave phenomena: physics and applications. Techn. Digest Series. (Optical Society of America, Washington, D. C.), 2, 132 (1989).
8. Майер А. А. Квантовая электроника, 9, 2296 (1982); 14, 1596 (1987); 11, 157 (1984); 14, 1144 (1987).
9. Trillo S., Wabnitz S. Topical Meeting on Nonlinear guided wave phenomena: physics and applications. Techn. Digest Series. (Opt. Society of America, Washington D. C.), 2, 198 (1989).
10. Trillo S., Wabnitz S., Wright E. M., Stegeman G. I. Opt. Lett., 13, 672 (1988).
11. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухорукоев А. П. Теория волн. М., Наука, 1979, с. 383.
12. Литвак А. Г., Таланов В. И. Изв. ВУЗов, сер. радиофизика, 10, 539 (1967).
13. Tai K., Tomita A., Jewell J. L., Hasegawa A. Appl. Phys. Lett., 49, 236 (1986).
14. Blow K. J., Doran N. J., Nayar B. K. Opt. Lett., 14, 754 (1989).
15. Friberg S. K., Weiner A. M., Silberberg J. et al. Journ. Opt. Soc. Am., 13, 904 (1988).