

Вынужденное комбинационное саморасcеяние фемтосекундных импульсов. II. Самосжатие шредингеровских солитонов в спектрально-неоднородной диспергирующей среде

В.Н.Серкин, Т.Л.Беляева, Г.Х.Корро, М.Агуеро Гранадос

Показано, что вынужденное комбинационное саморасcеяние (ВКС) может быть эффективно использовано для компрессии фемтосекундных оптических солитонов в волоконных световодах со спектрально-неоднородной зависимостью дисперсии групповой скорости от частоты. Детально исследуется динамика ВКС вблизи точки нулевой дисперсии второго порядка. Предсказан эффект насыщения величины компрессии фемтосекундных солитонов в спектрально-неоднородных световодах в области нулевой дисперсии.

1. Введение

Генерация перестраиваемых по частоте сверхкоротких импульсов света является одной из центральных проблем современной квантовой электроники [1]. Новые и весьма важные перспективы в этой области открылись в последнее время благодаря применению волоконно-оптических структур с необычными нелинейными и дисперсионными свойствами. Создание волоконных световодов с особыми дисперсионными характеристиками, фотонно-кристаллических волноводов, конусных волоконных структур с перетяжкой существенно расширяет возможности фемтосекундных лазерных систем, что наиболее ярко было продемонстрировано на примере генерации суперконтинуума в волоконных структурах [2]. Эффект вынужденного комбинационного саморасcеяния (ВКС) фемтосекундных оптических солитонов [3, 4] в новых волноводных структурах [5] вызывает повышенный интерес, т. к. позволяет эффективно управлять параметрами фемтосекундных солитонов, преобразуя их в так называемые цветные солитоны [6].

Оригинальный эксперимент, впервые продемонстрировавший возможность обращения вредной, деконструктивной роли ВКС в фемтосекундных системах и позволивший, наоборот, эффективно использовать его для генерации сверхкоротких импульсов, был реализован в работе [7]. Идея состоит в совместном использовании двух деконструктивных эффектов: ВКС и дисперсии групповой скорости высших порядков, каждый из которых по отдельности, как хорошо известно [8, 9], разрушает солитон. Однако их совместное действие может привести к эффективному самосжатию и усилению пиковой мощности солитонного импульса. Причем обращение вредной роли ВКС происходит только в том случае, если в стоксовой области спектра дисперсия групповой скорости оказывается монотонно уменьшающейся функцией частоты.

Понятно, что приближение частоты солитона к точке нулевой дисперсии групповой скорости в световоде яв-

ляется тем фактором, который в реальном эксперименте должен привести к ограничению степени самосжатия солитонного импульса (заметим, что в эксперименте [7] солитонный импульс длительностью 95 фс был сжат всего лишь до 55 фс). Однако вопрос о том, что будет происходить с цветным солитоном в точке нулевой дисперсии в литературе до настоящего времени так и остается невыясненным. В части I нашей работы [10] были рассмотрены с единых позиций основные режимы ВКС, возникающие в различных средах при самом разном сочетании основных параметров нелинейной комбинационно-активной среды. Основной задачей настоящей работы (часть II) является анализ динамики формирования сверхкоротких цветных солитонов в спектрально-неоднородной диспергирующей среде (волоконном световоде) вблизи точки нулевой дисперсии групповой скорости. Общность теоретического подхода, в основе которого лежит отказ от применения метода медленно меняющихся амплитуд для описания динамики молекулярных колебаний среды, и объединяет представленные две части работы.

2. ВКС фемтосекундных импульсов в области нулевой дисперсии групповой скорости

Рассмотрим динамику генерации сверхкоротких импульсов при ВКС в волоконных световодах с учетом высших приближений теории дисперсии:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + |\psi|^2 \psi - \sigma \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \tau} + \varepsilon_3 \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} + \varepsilon_4 \frac{\partial^4 \psi}{\partial \tau^4}, \quad (1)$$

где $\sigma = 2\mu\delta = \tau_r/\tau_0$ [6]. Модель (1) описывает ВКС солитонного импульса и учитывает тот факт, что при движении импульса в частотном представлении его центральная частота попадает в различные области дисперсии среды, определяемые соотношением и знаками параметров ε_3 и ε_4 . Детальный переход от квазиклассической системы уравнений ВКС (см. уравнения (1)–(3) в части I работы [10]) к укороченному уравнению (1) приведен в [6]. Отметим, что введение эффективного времени релаксации нелинейного отклика τ_r позволяет корректно описывать ВКС солитонов в волоконных световодах вплоть до

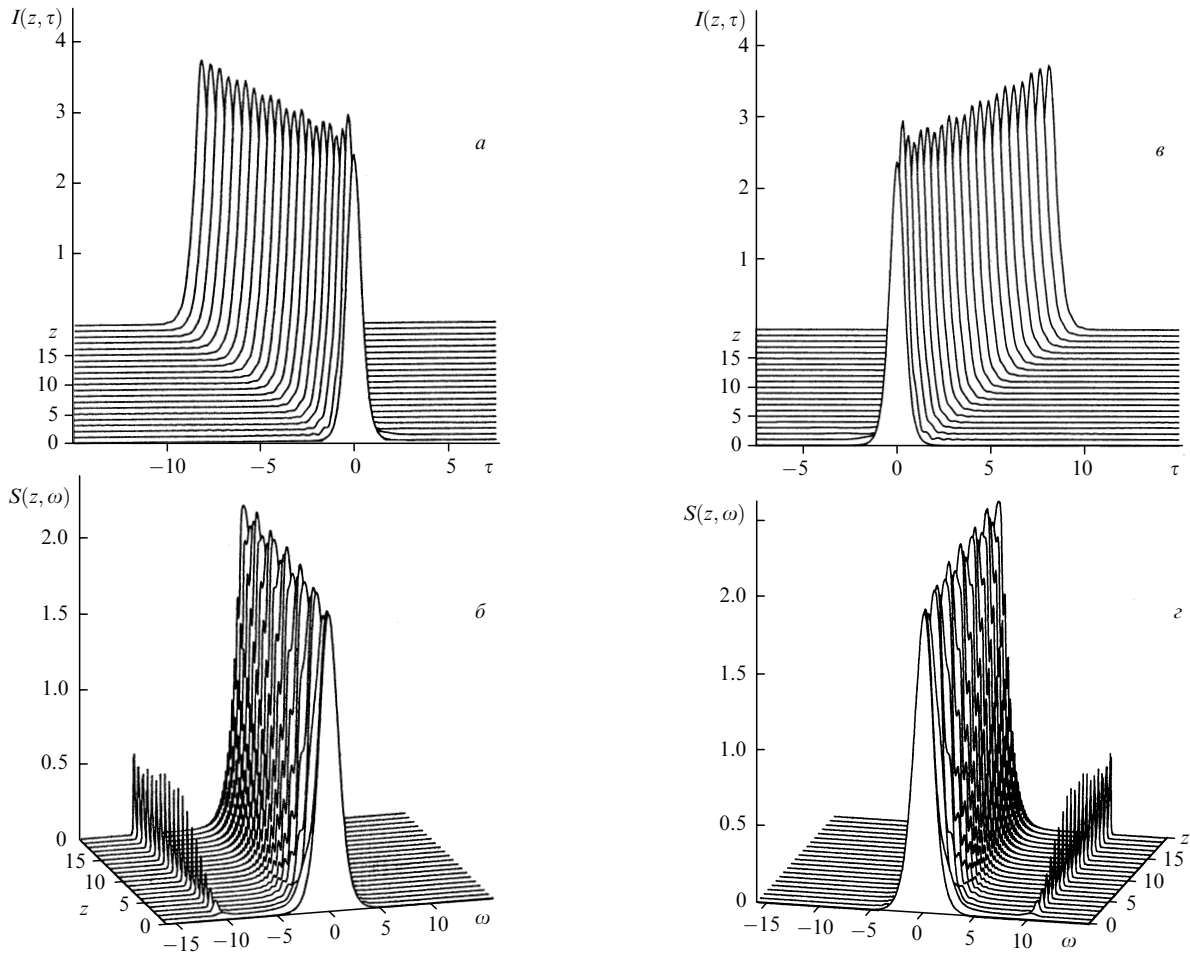


Рис. 1. Динамика временной огибающей $I(z, \tau)$ и спектра $S(z, \omega)$ мощного солитонного импульса с форм-фактором $\eta = 2$ в среде с параметрами кубической дисперсии $\varepsilon_3 = 0.05$ (а,б) и -0.05 (в,г).

предельных длительностей, составляющих 30–50 фс. Границы областей применимости различных математических моделей в теории оптических солитонов были исследованы в работе [11] методами прямого численного интегрирования нелинейных уравнений Максвелла. Введенные в (1) параметры μ и δ связаны с начальной длительностью импульса накачки, частотой молекулярных колебаний и шириной линии ВКР (см. [10]).

Используя теорию возмущений для солитонов [8, 9]

$$\psi(z, \tau) = \psi_{\text{sol}}(z, \tau) + \psi_{\text{nonsol}}(z, \tau), \quad (2)$$

$$\psi_{\text{sol}}(z, \tau) = \eta(z) \text{sech}\{\eta(z)[\tau - \tau_c(z) - V(z)z]\} \exp(i\Phi), \quad (3)$$

$$\Phi = -V(z)[\tau - \tau_c(z)] + i\frac{z}{2}[V^2(z) - \eta^2(z)] + i\phi_0(z) \quad (4)$$

и ограничиваясь для простоты кубической дисперсией групповой скорости, получаем следующую систему уравнений для форм-фактора $\eta(z)$, групповой скорости $V(z)$, координаты центра тяжести $\tau_c(z)$ и фазы возмущенного солитона $\phi_0(z)$:

$$\delta\eta = \eta \int_{-\infty}^{+\infty} \text{sech}(\eta\tau) \text{Re}[\exp(iV\tau)\delta\psi(\tau)]d\tau, \quad (5)$$

$$\delta V = \eta \int_{-\infty}^{+\infty} \text{sech}(\eta\tau) \tanh(\eta\tau) \text{Im}[\exp(iV\tau)\delta\psi(\tau)]d\tau, \quad (6)$$

$$\delta\tau_c = \int_{-\infty}^{+\infty} \tau \text{sech}(\eta\tau) \text{Re}[\exp(iV\tau)\delta\psi(\tau)]d\tau, \quad (7)$$

$$\delta\phi_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{sech}(\eta\tau)[1 - \tanh(\eta\tau)] \text{Im}[\exp(iV\tau)\delta\psi(\tau)]d\tau. \quad (8)$$

Соотношения (5)–(8) для рассматриваемой модели (1) при $\varepsilon_4 = 0$ дают:

$$\frac{d\eta}{dz} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{dV}{dz} = -\frac{8}{15}\sigma\eta^4, \quad (10)$$

$$\frac{d\phi_0}{dz} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d\tau_c}{dz} = \varepsilon_3(\eta^2 + 3V^2). \quad (12)$$

Как легко заметить, последнее уравнение (12) с учетом (9) представляет собой квадратное уравнение для групповой скорости $V(z)$, решение которого имеет следующий вид:

$$V = \frac{1 - (1 - 12\varepsilon_3^2\eta^2)^{1/2}}{6\varepsilon_3} \approx \varepsilon_3\eta^2.$$

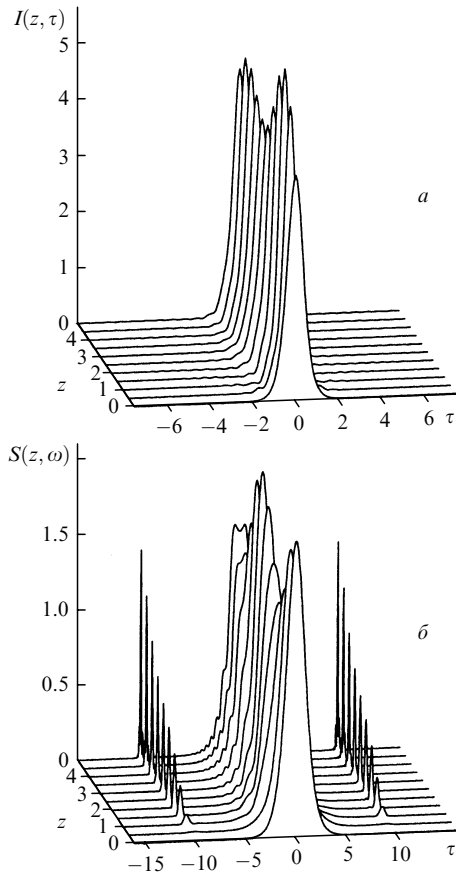


Рис.2. Динамика временной огибающей $I(z, \tau)$ и спектра $S(z, \omega)$ мощного солитонного импульса с форм-фактором $\eta = 2$ в среде с параметром дисперсии четвертого порядка $\varepsilon_4 = 0.005$.

Таким образом, вблизи точки нулевой дисперсии, когда необходимо учитывать дисперсионные эффекты высших порядков, кубическая дисперсия приводит к возникновению солитоноподобного импульса с групповой скоростью, пропорциональной величине дисперсии и амплитуде солитона. В спектральном представлении это означает, что в обычных условиях эксперимента (положительная кубическая дисперсия) солитон испытывает стоков сдвиг частоты. В необычных условиях эксперимента, когда используются спектрально-неоднородные световоды со смещенной нулевой дисперсией или с уплощенной зависимостью дисперсии, имеющей две точки прохождения дисперсионной характеристики через нуль, необходимо использование теории дисперсии вплоть до четвертого порядка.

Следует подчеркнуть, что математический аппарат, базирующийся на теории возмущений для солитонов (2)–(12), позволяет правильно описать лишь отдельные детали процесса ВКС: например стоков сдвиг частоты (10) и смещение центра тяжести солитона под действием кубической дисперсии (11). В то же время, этот аппарат не позволяет описать нетривиальный процесс самосжатия солитона, возникающий при движении его спектра. Действительно, два аддитивных члена (третий и четвертый в уравнении (1)), действуя совместно, должны приводить к самосжатию цветного (т.е. движущегося в частотном представлении) солитона, когда его спектр будет попадать в области со все меньшей и меньшей суммарной дисперсией. Таким образом, теория возмущений для солитонов, до сих пор считающаяся наиболее мощным ап-

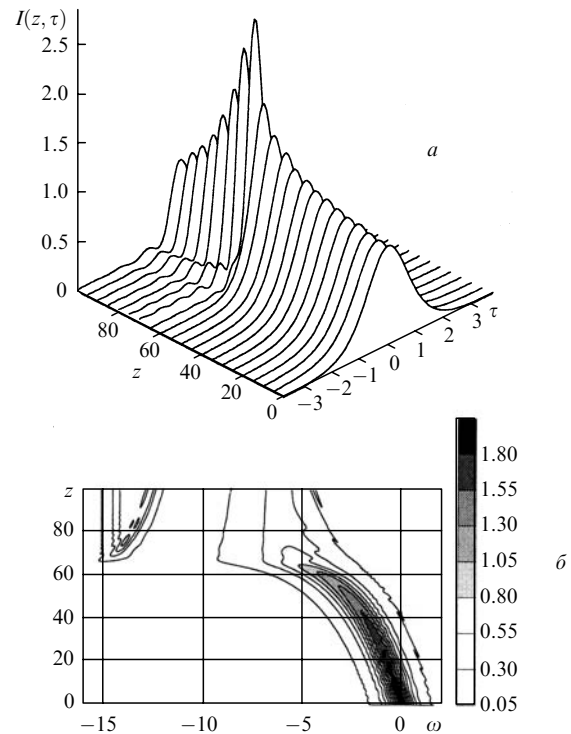


Рис.3. Самосжатие цветного солитона при ВКС в спектрально-неоднородном волоконном световоде: динамика временной огибающей импульса в собственной системе координат (а) и динамика спектра импульса (б); параметры расчетов: $\eta = 1.0$, $\delta = 0.3$, $\mu = 0.35$, $\varepsilon_3 = 0.02$.

паратом теоретических исследований в теории нелинейных волн, в рассматриваемой задаче попросту оказывается бессильной. Поэтому точное решение удастся получить лишь численными методами в рамках математической модели ВКС, детально рассмотренной в части I нашей работы (см. уравнения (5) и (6) в [10]). Кратко опишем основные результаты, полученные при различных приближениях теории дисперсии.

Примеры расчетов динамики солитона в среде с кубической дисперсией разных знаков показаны на рис.1. Рис.1, б и г демонстрируют хорошо известное явление генерации резонансного пика на частоте $\omega = 1/2\varepsilon_3$ и изменение групповой скорости солитона в зависимости от знака параметра ε_3 . Динамика мощного солитонного импульса с форм-фактором $\eta = 2$ в модели с дисперсионным членом четвертого порядка показана на рис.2. В этом случае не происходит изменения групповой скорости солитона, однако формируются уже два симметричных резонансных пика в спектре импульса.

Рассмотренные две особенности, возникающие в динамике солитонного импульса при приближении его спектра к точке нулевой дисперсии, играют принципиальную роль в процессе самосжатия цветного солитона в волоконном световоде со спектрально-неоднородной дисперсией. Если используется световод, в котором суммарная дисперсия групповой скорости уменьшается в стоковую область спектра, то оптический солитон, попадая вследствие ВКС в спектральные области со все меньшей и меньшей дисперсией, должен был бы бесконечно сжиматься. Однако этого не происходит, что демонстрирует компьютерное моделирование задачи. При приближении спектра солитона к точке нулевой дисперсии, как показано на рис.3, возникает обусловленное эффектами че-

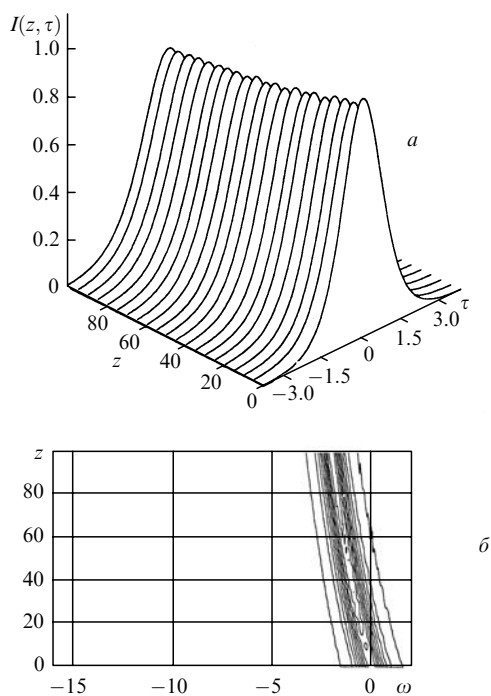


Рис.4. Подавление ВКС: динамика временной огибающей импульса в собственной системе координат (а) и динамика спектра импульса (б) при противоположном по отношению к рис.3 знаке кубической дисперсии ($\epsilon_3 = -0.02$).

тырехфотонного смещения частоты стоксово крыло, которое препятствует дальнейшему движению спектра в стоксову область и, следовательно, сокращению длительности солитона. Этот эффект можно назвать эффектом насыщения ВКС, т. к. непрерывное смещение частоты солитона в стоксову область спектра становится невозможным, а энергия перекачивается в запрещенную для солитона область положительной дисперсии групповой скорости (см. рис.3). Если же мы рассмотрим волоконный световод, в котором знак кубической дисперсии изменен на противоположный, то также обнаружим существование своеобразного эффекта насыщения ВКС (рис.4), обусловленного, однако, не скачкообразной перекачкой энергии в область противоположного знака дисперсии, а простым ростом суммарной дисперсии по абсолютной величине, что препятствует компрессии солитонного импульса.

В заключение следует подчеркнуть, что, как показывают дополнительные компьютерные эксперименты, насыщение величины компрессии оптического солитона в волоконных световодах со спектрально-неоднородной дисперсией не зависит от конкретного функционального вида приближения к точке нулевой дисперсии. В качестве иллюстрации этого эффекта на рис.5 приведены результаты расчетов динамики ВКС в том случае, когда учитывается дисперсия групповой скорости вплоть до четвертого порядка.

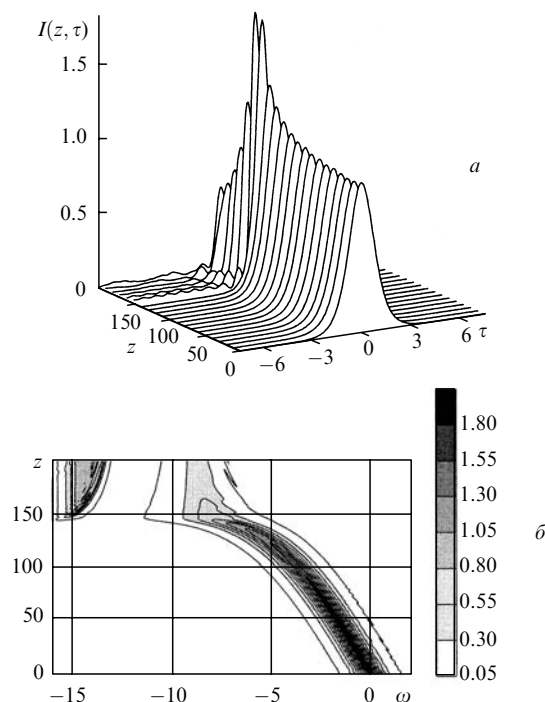


Рис.5. Эффект насыщения величины компрессии цветного солитона в волоконном световоде: динамика временной огибающей импульса в собственной системе координат (а) и динамика спектра импульса (б) при параметре дисперсии четвертого порядка $\epsilon_4 = 0.00075$, $\eta = 1.0$, $\delta = 0.3$, $\mu = 0.35$.

Таким образом, в задаче о компрессии фемтосекундного солитона в спектрально-неоднородной диспергирующей среде вблизи точки нулевой дисперсии возникает своеобразный эффект насыщения степени компрессии импульса, обусловленный перекачкой энергии в запрещенную для солитона область положительной дисперсии групповой скорости.

1. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31** (2), 95 (2001).
2. Дианов Е.М., Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31** (10), 877 (2001).
3. Dianov E.M., Karasik A.Ya., Mamyshev P.V., Prokhorov A.M., Serkin V.N., Stel'makh M.F., Fomichev A.A. *JETP Lett.*, **41**, 294 (1985).
4. Mitschke F.M., Mollenauer L.F. *Opt. Lett.*, **11**, 662 (1986).
5. Liu X., Xu C., Knox W.H., Chandalia J.K., Eggleton B.J., Kosinski S.G., Windeler R.S. *Opt. Lett.*, **26**, 358 (2001).
6. Dianov E.M., Grudinin A.B., Prokhorov A.M., Serkin V.N. In: *Optical Solitons-Theory and Experiment*. Ed. by J.R.Taylor (Cambridge: Cambridge University Press, 1992, ch. 7, p. 197).
7. Mamyshev P.V., Wigley P.G.J., Wilson J., Stegeman G.I., Semenov V.A., Dianov E.M., Miroshnichenko S.I. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 73 (1993).
8. Агравал Г.П. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
9. Hasegawa A. *Optical Solitons in Fibers* (Berlin: Springer-Verlag, 1989).
10. Серкин В.Н., Беляева Т.Л., Корро Г.Х., Агуеро Гранадос М. *Квантовая электроника*, **33** (4), 325 (2003).
11. Серкин В.Н., Беляева Т.Л., Шмидт Э.М., Хотяинцев С.Н. *ДАН*, **359**, 760 (1998).