

САМОСЖАТИЕ И РАСПАД ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

В.Н. Серкин

Методами математического моделирования исследована нелинейная динамика фемтосекундных оптических солитонов в волоконных световодах. Показано, что инерция нелинейности приводит к распаду связанных состояний солитонов, распаду спектра и ограничению предельной степени компрессии импульсов.

Одним из наиболее значительных достижений квантовой электроники последних лет является разработка и создание новых методов формирования сверхкоротких импульсов света, основанных на использовании различных нелинейно-оптических эффектов в волоконных световодах [1,2].

Переход к фемтосекундным длительностям волновых пакетов, когда под огибающей импульса укладывается всего несколько периодов колебаний поля, выдвинул в число актуальных проблем разработку теории нелинейного распространения излучения в диспергирующей среде в экстремальных условиях эксперимента. В работе [3] была рассмотрена физическая картина самовоздействия и предельного сжатия фемтосекундных волновых пакетов в нелинейной диспергирующей среде в предположении о безынерционности механизма нелинейного отклика вектора электрической индукции среды. В общем случае вклад в нелинейность показателя преломления материала световода дают как электронный, так и ориентационный эффекты Керра [4]. Ориентационный механизм нелинейности связан с существованием оптически активных примесных центров в стекле, гидроксильных групп, а также анизотропией показателя преломления световода.

Данная работа посвящена исследованию динамики фемтосекундных оптических волновых пакетов в нелинейной диспергирующей среде с учетом конечного времени релаксации нелинейности.

Обобщение метода медленно изменяющихся амплитуд на задачи нелинейной оптики фемтосекундных импульсов света приводит к следующему уравнению для комплексной огибающей волнового пакета [2,3]:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + R \delta n \Psi - i \gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (\delta n \Psi) - \frac{1}{2} \gamma \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial \tau} + i \beta \gamma \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \tau^3}. \quad (1)$$

Здесь $\Psi = E/E_0$; $z = z/z_d$; $\tau = (t - z/v)/\tau_0$; $z_d = \tau_0^2/|k_2|$; $R = z_d/z_f$; $z_f = n_0/(k n_2 E_0^2)$; $\gamma = T/\pi \tau_0$; $T = 2\pi/\omega_0$; $\beta \cong \text{sign} k_2/4 + k_3/(6k_2)\pi/T$; E_0 и τ_0 — соответственно начальная амплитуда и длительность огибающей волнового пакета; $k_2 = \partial^2 k/\partial \omega^2$; $k_3 = \partial^3 k/\partial \omega^3$.

Функция δn определяется из уравнения релаксационного типа

$$\frac{T_1}{\tau_0} \frac{\partial \delta n}{\partial \tau} + \delta n = |\Psi|^2, \quad (2)$$

в котором феноменологически учитывается время релаксации нелинейности T_1 .

Характерной особенностью самовоздействия интенсивных сверхкоротких импульсов в световодах является возникновение локальных областей сильного изменения амплитуды и фазы поля — точек максимального самосжатия импульсов. В области максимального самосжатия формируется узкий интенсивный выброс на фоне широкого пьедестала, длительность которого может быть сравнима с временем релаксации нелинейности. Существование двух временных масштабов изменения поля — медленного в "пьедестале" и быстрого в точке максимального самосжатия — создает трудности при расчете динамики импульса, обусловленные присутствием больших параметров в релаксационном уравнении (2). При решении системы (1), (2) использовался метод расщепления по физическим процессам с применением алгоритма быстрого

преобразования Фурье на дисперсионном шаге. Для решения (2) использована безусловно стабилизирующая схема второго порядка точности.

Как показывают проведенные расчеты, эффекты, связанные с инерционностью нелинейности, могут кардинальным образом изменить динамику нелинейного распространения импульса в кубичной диспергирующей среде. Роль инерционности сводится к возникновению следующих качественно новых эффектов.

При распространении в световоде N -солитонного волнового пакета на начальном этапе доминирует эффект фазовой самомодуляции излучения. Инерция нелинейного отклика показателя преломления приводит к смещению области линейного свипирования частоты на задний фронт импульса, которое сопровождается увеличением в спектре относительной доли стоксовых частот. Если в отсутствие релаксации нелинейности максимум огибающей волнового пакета соответствует нулевому сдвигу частоты, то при учете релаксации он получает отрицательный сдвиг частоты. Рост стоксовых компонент в спектре импульса приводит к его замедлению в области отрицательной дисперсии групповой скорости и распаду спектра импульса, как показано на рис. 1 и 2.

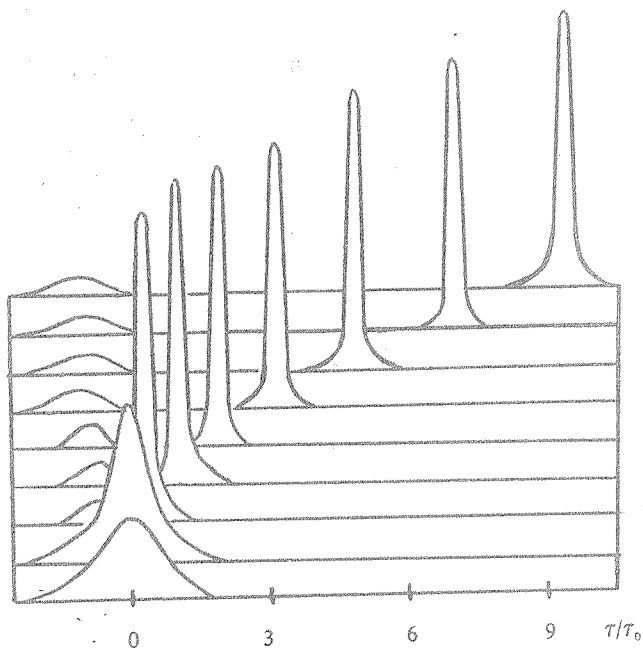


Рис. 1. Динамика распада связанного состояния трех солитонов в нелинейной диспергирующей инерционной среде ($R = 9$, $\tau_0/T_1 = 20$).

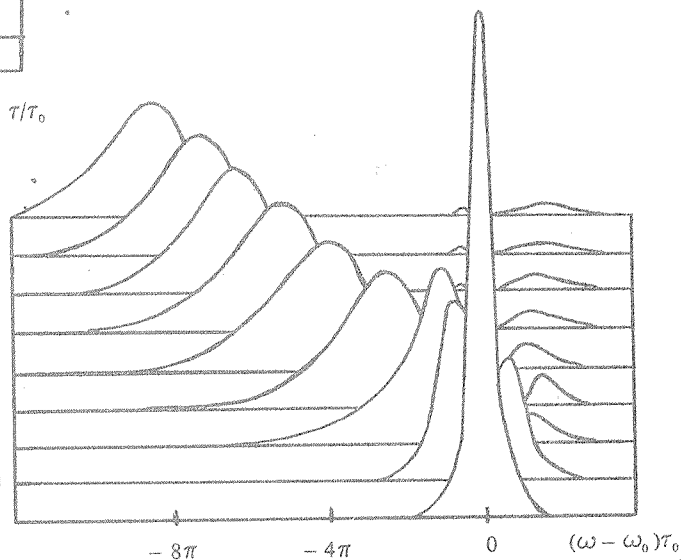


Рис. 2. Динамика распада спектра волнового пакета ($R = 9$, $\tau_0/T_1 = 20$, $\gamma = 0$).

В области максимального самосжатия формируется смещенный на задний фронт выброс интенсивности, что приводит к распаду связанного состояния солитонов. На рис. 1 показана типичная картина распада связанного состояния солитонов на квазисолитон (решение уравнения (1)) и несолитонную составляющую поля. Таким образом, численный эксперимент предсказывает эффект "расщепления" спектра много-солитонного импульса фемтосекундной длительности при его распространении в волоконном световоде.

"Отрыв" стоксова крыла в спектре сопровождается возникновением уединенного импульса во временной структуре поля (рис. 2).

Определим условия отделения узкого центрального пика от широкого пьедестала импульса. Предположим, что его длительность удовлетворяет условию $\tau_p \ll T_1$. Тогда изменение частоты в импульсе будет определяться видом его огибающей

$$\varphi = kz\delta n; \quad \delta\omega(t) = \frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{\omega_0 n_2 z}{2cT_1} E_0^2.$$

Время группового запаздывания "красных" и "синих" спектральных компонент в импульсе определяется соотношением основных параметров световода:

$$\tau_1 = \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) z = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Delta\Omega_{nl} z.$$

Условием "отрыва" пика от пьедестала является соотношение

$$\tau_0 = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \frac{kn_2 E_0^2}{2n_0 T_1} z^2,$$

откуда для длины "срыва" z получим:

$$z = \sqrt{z_d z_f} \sqrt{\frac{T_1}{\tau_0}} = \frac{z_s}{4\sqrt{R}} \sqrt{\frac{T_1}{\tau_0}}.$$

Здесь учтено то обстоятельство, что в области "фокуса" интенсивность центрального пика определяется числом солитонов в импульсе: $\Psi_{\max} = \kappa \operatorname{sech}(\kappa\tau)$, где $\kappa \cong 4N$. Численный эксперимент позволяет выявить роль отдельных физических процессов, описываемых уравнениями (1), (2), в общей картине самовоздействия. Дисперсия нелинейности, описываемая третьим членом в правой части (1), замедляет процесс распада спектра импульса в стоксову область спектра и приводит к обогащению антистоксовой области спектра. С целью выяснения предельных возможностей метода "солитонного" сжатия импульса исследовалась зависимость степени сжатия от величины параметра инерционности. Как показывает численный эксперимент, при $\beta = 0$ возможно достижение степени сжатия импульсов $\tau_p^{\min} \cong 0,2T_1$ при $R \geq 10^2$.

Таким образом, инерционное самовоздействие фемтосекундных оптических волновых пакетов в волоконных световодах приводит к распаду связанных состояний солитонов, распаду спектра импульса и ограничению предельной степени сжатия. Этот эффект может быть использован для формирования оптических импульсов с высоким контрастом излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дианов Е. М. и др. Известия АН СССР, сер. физ., 50, 1042 (1986).
2. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. УФН, 149, 450 (1986).
3. Головченко Е. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 45, 73 (1987).
4. Ouyoung A., Hellwarth R. W., George N. Phys. Rev., B5, 628 (1972).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 20 февраля 1987 г.