

## САМОВОЗДЕЙСТВИЕ И ПРЕДЕЛЬНОЕ СЖАТИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

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

Показано, что обобщение метода медленно изменяющихся амплитуд на задачи нелинейной оптики фемтосекундных импульсов позволяет определить границы области применимости модели нелинейного уравнения Шредингера, установить предельную степень компрессии импульсов и определить условия распада волнового пакета на "цветные" солитоны.

Одним из наиболее эффективных методов исследований в теории волн является метод медленно изменяющихся амплитуд, в основе которого лежит предположение о медленности изменения комплексной амплитуды волны в масштабе среднего периода колебаний  $T$  и средней длины волны.

В приближении нелинейной квазиоптики самовоздействие волновых пакетов с узким частотным и угловым спектром традиционно описывается в рамках нелинейного параболического уравнения для комплексной огибающей пакета (нелинейного уравнения Шредингера (НУШ)).

Принципиально новой проблемой, поставленной перед волновой нелинейной оптикой в настоящее время, является разработка теории распространения волновых пакетов в экстремальных условиях, когда их огибающая содержит всего лишь несколько периодов колебаний поля, а нелинейный отклик вектора электрической индукции среды уже нельзя описать в квазистатическом приближении<sup>1, 2</sup>.

В данной работе метод медленно изменяющихся амплитуд обобщается на задачи нелинейной оптики фемтосекундных импульсов. Предсказано ограничение степени самосжатия импульсов в зависимости от их начальной длительности и интенсивности, а также формирование фемтосекундных "цветных" солитонов.

В следующем приближении метода медленно изменяющихся амплитуд нелинейная динамика волновых пакетов описывается уравнением:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = - \frac{1}{2} \text{sign}(k_2) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + R |\Psi|^2 \Psi - \\ - \frac{1}{2} \gamma \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial \tau} + i \beta \gamma \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \tau^3} - i \gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi|^2 \Psi), \quad (1)$$

которое следует из уравнений Максвелла и учитывает линейные дисперсионные эффекты третьего порядка малости по параметру  $T/\tau_0$  и дисперсию нелинейности<sup>1, 2</sup>. Здесь введены следующие безразмерные параметры:  $\Psi = E/E_0$ ;  $z = z/z_g$ ;  $\tau = (t - z/v)/\tau_0$ ;  $z_g = \tau_0^2 / |k^2|$ ;  $z_{\text{фсм}} = n_0/k_0 n_2 |E|^2$ ;  $R = z_g/z_{\text{фсм}}$ ;  $\gamma = T/\pi\tau_0$ ;  $\beta = \text{sign}(k_2)(1/4) + (1/6)(k_3/k_2)(\pi/T)$ ;  $T = 2\pi/\omega_0$ ;  $E_0$  и  $\tau_0$  — начальная амплитуда и длительность огибающей волнового пакета;  $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$ ;  $k_3 = \partial^3 k / \partial \omega^3$ .

Приведем оценку значений основных параметров модели (1)  $R$  и  $\gamma$ , при которых перестает выполняться приближение НУШ ( $\gamma \equiv 0$ ):

$$|\frac{\partial \Psi}{\partial z}| \sim R; \quad |\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2}| \sim R; \quad |\gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi|^2 \Psi)| \sim \gamma R \sqrt{R}, \quad (2)$$

$$\left| \frac{1}{2} \gamma \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial \tau} \right| \sim \gamma R \sqrt{R}; \quad \left| \gamma \beta \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \tau^3} \right| \sim \gamma R \sqrt{R}.$$

Оценки (2) позволяют выявить роль отдельных физических процессов, описываемых (1), в общей картине самовоздействия волнового пакета и установить критерий применимости модели НУШ в задачах нелинейной оптики фемтосекундных импульсов света:

$$\gamma \sqrt{R} \equiv \gamma N \equiv \frac{T}{\pi \tau_0} \sqrt{P/P_{\text{кр}}} \ll 1, \quad (3)$$

где  $N = \sqrt{P/P_{\text{кр}}}$ ;  $P_{\text{кр}}$  — критическая мощность формирования "фундаментального" солитона<sup>1, 2</sup>.

Физический смысл (3) состоит в том, что нелинейное уширение спектра импульса может быть сравнимым с несущей частотой  $\omega_0$ .

В модели НУШ распространение  $N$ - солитонного волнового пакета сопровождается формированием особенности в области "Нелинейного фокуса" — возникновением узкого и интенсивного пика на фоне широкого пьедестала (рис. 1).

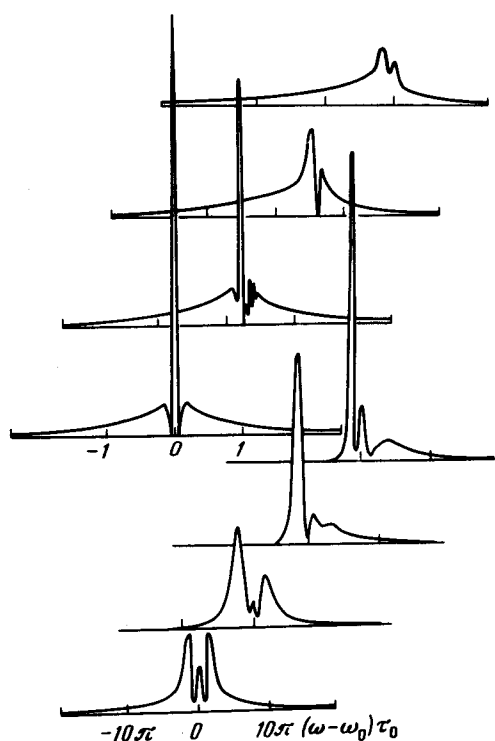


Рис. 1

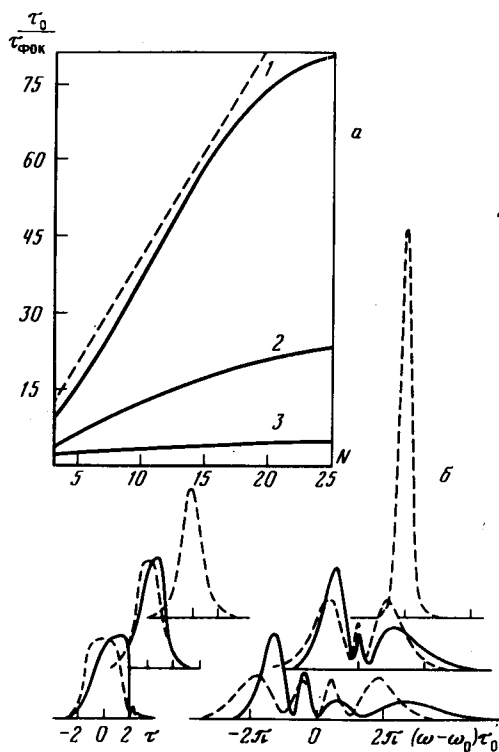


Рис. 2

Рис. 1. Вид огибающей и спектра импульса  $\Psi(z=0, \tau) = \text{sech } \tau$  в области "нелинейного фокуса", рассчитанные при  $R = N^2 = 225$ ,  $\beta = 0,25$ ; а)  $\gamma = 0$ ;  $z_{\text{фок}} = 0,0413$ ; б)  $\gamma \sqrt{R} = 0,1$ ;  $z_{\text{фок}} = 0,0407$ ; в)  $\gamma \sqrt{R} = 0,3$ ;  $z_{\text{фок}} = 0,0405$ ; г)  $\gamma \sqrt{R} = 0,6$ ;  $z_{\text{фок}} = 0,0375$

Рис. 2. а — Зависимости степени сжатия волновых пакетов от числа солитонов  $N$ , рассчитанные при  $\gamma = 0$  (штриховая линия);  $\gamma \sqrt{R} = 0,1$  (кривая 1);  $\gamma \sqrt{R} = 0,3$  (кривая 2);  $\gamma \sqrt{R} = 0,6$  (кривая 3). б — Динамика временной огибающей и спектра импульса  $\Psi(z=0, \tau) = \text{sech } \tau$  в спектральной области  $k_2 > 0$ , рассчитанная при  $R = 225$ ,  $\gamma \sqrt{R} = 0,6$ ;  $\gamma = 0$  — штриховые линии;  $z = 0; 0,03; 0,06$

Подчеркнем, что в рамках НУШ не существует ограничения длительности импульса в точке его максимального самосжатия:  $\tau_{\text{фок}} \sim (4N)^{-1} \rightarrow 0$ . Физический механизм ограничения длительности в "фокусе" и качественные представления о переходе к предельной длительности

ти  $\tau_{\text{пр}} \sim T$  (оптическому видеоимпульсу, не содержащему высокочастотной составляющей поля) нами были исследованы в рамках модели (1) методами математического моделирования. Численный эксперимент позволил установить критическое значение параметра  $\gamma\sqrt{R}$ , начиная с которого перестает "работать" приближение НУШ. Кардинальные изменения в динамике импульсов в точке "нелинейного фокуса" возникают в области значений основных параметров задачи  $0,1 \leq \gamma\sqrt{R} \leq 0,6$  (рис. 1, 2). С увеличением  $\gamma\sqrt{R}$  происходит дисперсионное ограничение степени сжатия импульсов, возникает сильная асимметрия формы спектральной и временной огибающих пакета: "затягивание" центра тяжести пакета на задний фронт и "отрастание" стокс-антистоксовых крыльев в спектре (рис. 1).

Зависимость степени сжатия  $\tau_0 / \tau_{\text{фок}}$  в "фокусе" от числа солитонов  $N$ , рассчитанная при варьируемой величине параметра  $\gamma\sqrt{R}$  выходит на "насыщение" уже при  $\gamma\sqrt{R} \gtrsim 0,3$  (рис. 2, а). Минимальная длительность сжатых импульсов в "фокусе", полученная в численных экспериментах, составляет  $\tau_{\text{фок}}^{\text{min}} \gtrsim (2 \div 3) T$ .

В спектральной области  $k_2 > 0$  уширение спектра импульса сопровождается уменьшением интенсивности и саморастяжением волнового пакета. Исследование динамики импульсов в рамках (1) показывает, что в отличие от модели НУШ, распыление пакета сопровождается формированием на заднем фронте ударной волны огибающей и сильной асимметризацией спектра (рис. 2, б). Этот эффект будет ограничивать предельную степень сжатия импульсов в решеточных компрессорах.

Таким образом, обобщение метода медленно изменяющихся амплитуд на задачи нелинейной оптики фемтосекундных импульсов позволяет корректно описать имеющиеся эксперименты и предложить пути достижения предельной длительности  $\tau_{\text{пр}} \sim 2 \div 3 T$ .

При компрессии в точке "нелинейного фокуса"  $z_{\text{фок}} \approx 1/2N$  существуют ограничения на предельную мощность волнового пакета  $\gamma\sqrt{P/P_{\text{кр}}} \leq 0,1$ . Для достижения предельной длительности  $\tau_{\text{фок}} \approx 2 \div 3 T$  требуется выполнение условия  $\gamma\sqrt{R} \ll 1$ .

Второй путь достижения предельных длительностей основан на проведенном нами исследовании структуры решений (1) за "фокусом", где происходит распад связанных состояний солитонов НУШ  $\Psi = N \text{sech } \tau$  на солитоны уравнения (1).

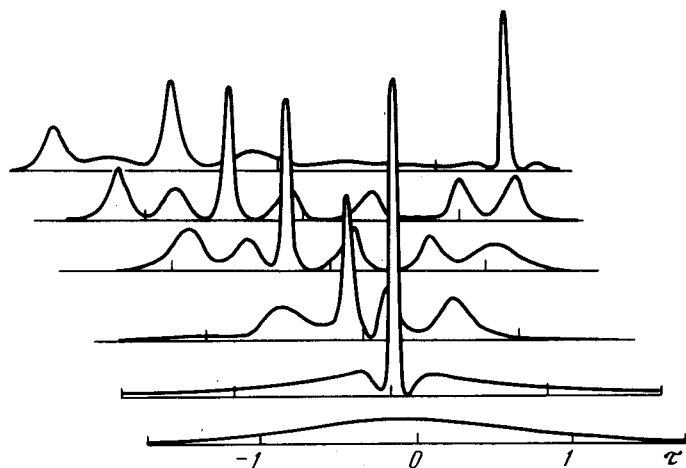


Рис. 3. Распад связанного состояния  $N=10$  солитонного импульса НУШ при  $R=100$ ;  $\gamma\sqrt{R}=0,12$

Пример подобного распада при  $\gamma\sqrt{R} \ll 1$  показан на рис. 3. Длительность формируемых солитонов (1) определяется степенью сжатия волнового пакета в области "нелинейного фокуса" (рис. 1, 3). При выделении отдельных импульсов в численных экспериментах обнаружено монотонное смещение их частоты в "синюю" и "красную" области спектра, причем "синие" солитоны формируются на переднем, а "красные" — на заднем фронте пакета (рис. 3).

При экспериментальной реализации рассмотренных нами эффектов следует воспользоваться той уникальной возможностью, которую представляют волоконные световоды — с помощью волноводной дисперсии в них можно минимизировать дисперсионные эффекты высших порядков, а также смещать точку нулевой дисперсии ( $\partial^2 k / \partial \omega^2 |_{\omega_0} = 0$ ) в область более длин-

ных волн. Так, например, применение на выходе солитонного лазера ( $\lambda \approx 1,5$  мкм;  $\tau_0 \approx 100$  фс<sup>3</sup>) волоконного световода со смещенной в длинноволновую область спектра точкой нулевой дисперсии ( $D = (3 \div 5$  пс/нм·км) позволяет обнаружить "цветные" солитоны уже на первых 10 метрах световода.

Подчеркнем, что спектр импульсов с предельной длительностью  $T_{\text{пред}} = 2 \div 3 T (10 \div 20$  фс,  $\Delta\nu = 1000 \div 500$  см<sup>-1</sup>) будет полностью перекрывать линию комбинационного рассеяния в стекле. Это означает возможность реализации эффективного ВКР – преобразования импульса "на самом себе", когда его "синие" спектральные компоненты служат накачкой по отношению к "красным"<sup>1</sup>.

Как показывают проведенные численные эксперименты, эффекты ВК-саморассеяния импульсов в области максимального самосжатия (рис. 1) будут также приводить к распаду связанных состояний солитонов НУШине препятствуют достижению предельной длительности  $T_{\text{пред}}$ .

#### Литература

1. Дианов Е.М., Карасик А.Я., Прохоров А.М., Серкин В.Н. Известия АН СССР, серия физическая, 1986, 50, 1042.
2. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. УФН, 1986, 149, 449.
3. Mollenauer L.F., Stolen R.H. Opt. Lett., 1984, 9, 13.

Институт общей физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 декабря 1986 г.