

# Предельно короткие импульсы усиленной самоиндуцированной прозрачности

Н. В. Высотина<sup>+</sup>, Н. Н. Розанов<sup>1)\*</sup>, В. Е. Семенов<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, 194100 Санкт-Петербург, Россия

Научно-исследовательский институт лазерной физики, 199034 Санкт-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики  
197101 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19 января 2006 г.

После переработки 7 марта 2006 г.

Проведен анализ распространения оптических импульсов в световоде, содержащем атомы, обладающие резонансным усилением и поглощением. Демонстрируется возможность реализации за счет усиления режима сжатия импульса типа самоиндуцированной прозрачности вплоть до длительности, сопоставимой с обратной частотой атомного перехода (единицы фемтосекунд), при одновременном увеличении пиковой амплитуды.

PACS: 05.45.Yv, 42.55.Ah, 42.65.Tg

Предельно короткие импульсы оптического излучения, длительность которых сравнима с обратной частотой атомных переходов, представляют значительный интерес ввиду необычной физики и широких возможностей приложений [1, 2]. Основная часть теоретических исследований формирования и свойств таких импульсов отвечает случаю прозрачных нелинейно-оптических сред. Популярной моделью среды в этих исследованиях служит двухуровневая схема, для которой эффектами релаксации пренебрегается [3]. Последнее приближение можно оправдать для длительностей импульсов, много меньших времен релаксации среды, однако и тогда на достаточно длинных трассах эффект релаксации будет накапливаться и приводить к заметным потерям излучения. Потери можно компенсировать введением в схему оптического усиления. Недавно для случая резонансного нелинейного усиления было показано, что на динамику предельно коротких импульсов существенно влияет баланс диссипативных процессов, при достижении которого возможно существование набора диссипативных солитонов с неизменной формой и дискретным набором скоростей [4]. Задачей данной работы служит анализ нового варианта импульсов самоиндуцированной прозрачности в световодах с усилением и демонстрация возможности получения предельно коротких импульсов в режиме импульсов усиленной самоиндуцированной прозрачности (УСИП).

Для иллюстрации основной идеи напомним, что происходит при усилении хорошо известных временных солитонов огибающей в керровской среде [5]. В отсутствие усиления имеется семейство солитонов с фиксированной “площадью” (интеграл от амплитуды поля по всей длительности импульса), причем солитоны этого семейства обладают произвольной максимальной амплитудой (непрерывно меняющийся параметр семейства) и длительностью, соответствующей фиксированной площади [3, 6]. Слабые диссипативные эффекты (слабое нерезонансное поглощение или усиление в среде) можно трактовать тем или иным методом теории возмущений [5]. В случае линейного (без насыщения) усиления результатом служит переход внутри семейства к солитонам со все большей амплитудой и меньшей длительностью импульса (с примерным сохранением площади). По мере распространения максимальная амплитуда солитона экспоненциально растет, а длительность импульса экспоненциально сокращается (до тех пор, пока справедлива принятая модель). Естественен вопрос об аналоге такого режима для видеоимпульсов самоиндуцированной прозрачности.

Распространение излучения будет описываться одномерным волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\sigma}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E + 4\pi P) = 0 \quad (1)$$

для скалярных напряженности электрического поля  $E$  и поляризации среды  $P$  (фиксированное состояние поляризации поля). Здесь  $z$  – координата вдоль оси

<sup>1)</sup>e-mail: rosanov@NR3748.spb.edu

световода,  $c$  – скорость света в вакууме,  $t$  – время,  $\sigma$  – коэффициент нерезонансного усиления ( $\sigma > 0$ ) или поглощения ( $\sigma < 0$ ). Поперечными эффектами можно пренебречь для длин распространения, меньших дифракционной, или для одномодового световода (с резкой дискриминацией мод).

Рассмотрим сначала распространение импульсов излучения в среде пассивных (без накачки, отмечаются верхним индексом  $p$ ) двухуровневых атомов при наличии указанного широкополосного (нерезонансного) усиления. Уравнения Блоха для матрицы плотности имеют стандартный вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^{(p)} &= -i\omega_{21}^{(p)} \rho_{21}^{(p)} - \gamma_{21}^{(p)} \rho_{21}^{(p)} - i \frac{d^{(p)}}{\hbar} E (\rho_{22}^{(p)} - \rho_{11}^{(p)}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}^{(p)} &= -\gamma_2^{(p)} \rho_{22}^{(p)} - i \frac{d^{(p)}}{\hbar} E (\rho_{21}^{(p)} - \rho_{21}^{(p)*}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}^{(p)} &= \gamma_2^{(p)} \rho_{22}^{(p)} + i \frac{d^{(p)}}{\hbar} E (\rho_{21}^{(p)} - \rho_{21}^{(p)*}), \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\omega_{21}^{(p)}$  и  $d_{21}^{(p)}$  – частота и дипольный матричный элемент перехода между верхним (2) и нижним (1, основной) уровнями,  $\gamma^{(p)}$  – постоянные релаксации (для оптических переходов  $\gamma/\omega_{21} \ll 1$ ),  $\hbar$  – постоянная Планка, а поляризация среды при однородном уширении  $P = N^{(p)} d_{21}^{(p)} (\rho_{21}^{(p)} + \rho_{21}^{(p)*})$ , где  $N^{(p)}$  – концентрация пассивных атомов. Нижний уровень является основным, и суммарная населенность уровней 1 и 2 сохраняется,  $\rho_{22}^{(p)} + \rho_{11}^{(p)} = 1$ .

Численное решение (1) и (2) проведено для начального импульса поля гауссовой формы с “площадью” (теперь, в отличие от солитонов огибающей, это интеграл от напряженности поля по всей длительности импульса), вдвое большей площади видеоимпульса самоиндуцированной прозрачности для двухуровневой среды (2) [4]. В расчете линейное нерезонансное усиление было много меньше поглощения слабого сигнала, поэтому практически происходило преобразование исходного импульса в видеоимпульс самоиндуцированной прозрачности. Далее реализовался режим обострения импульса при экспоненциальном росте амплитуды и экспоненциальном сокращении его длительности (рис.1). Режим отвечает переходу внутри семейства видеоимпульсов самоиндуцированной прозрачности к импульсам со все большей амплитудой и меньшей длительностью. Из рис.1 видно, что площадь импульса приблизительно сохраняется. Возмущением классических импульсов самоиндуцированной прозрачности служит не только линейное усиление, но и релаксация среды, причем эти два фактора не компенсируют друг друга (для

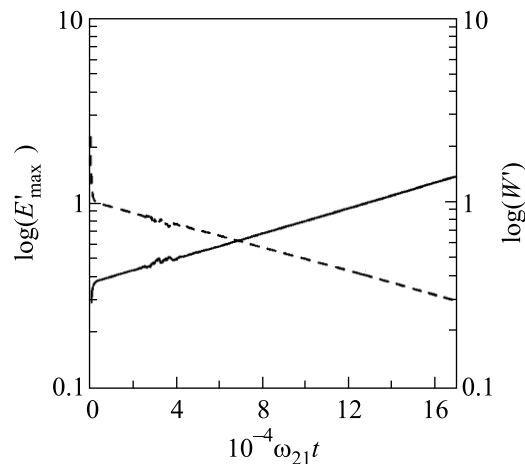


Рис.1. Продольная зависимость безразмерной амплитуды  $E' = Ed^{(p)}/\omega_{21}^{(p)} \hbar$  (сплошная кривая) и безразмерной длительности импульса  $W' = W\omega_{21}^{(p)}/2\pi$  по уровню  $1/e$  (штриховая кривая) в модели широкополосного линейного усиления с коэффициентом  $\sigma = 10^{-5} \omega_{21}^{(p)}/c$  (полулогарифмический масштаб). Параметры поглощающей среды:  $\gamma_2^{(p)} = 10^{-4} \omega_{21}^{(p)}$ ,  $\gamma_1^{(p)} = 0$ ,  $\gamma_{21}^{(p)} = (\gamma_2^{(p)} + \gamma_1^{(p)}) \cdot 0.5$ , до прихода импульса  $\rho_{22}^{(p)} = 0$ ,  $\rho_{11}^{(p)} = 1$ ,  $8\pi N^{(p)} d_{21}^{(p)2} / \omega_{21}^{(p)} \hbar = 0.225$ , где  $N^{(p)}$  – концентрация поглощающих атомов в среде,  $d_{21}^{(p)}$  – их дипольный момент

принятых параметров усиление преобладает над поглощением, вызываемым конечностью скоростей релаксации). Стремление с увеличением длины распространения импульса его длительности к нулю не входит в число эффектов коллапса, поскольку нулевая длительность формально достигается для бесконечно большой длины трассы, а не для конечной, как, например, при самофокусировке [5]. Естественно, что по мере сжатия импульса и соответствующего расширения его спектра модель нерезонансного линейного усиления становится неоправданной. Кроме того, в такой схеме может возбуждаться усиленное спонтанное излучение. Поэтому далее мы рассмотрим три более полные модели нелинейного усиления.

В первой из таких моделей распространение излучения по-прежнему описывается волновым уравнением (1), в котором теперь считаем  $\sigma = 0$  (нерезонансное усиление и поглощение отсутствуют). Среду будем считать составленной из атомов двух сортов – пассивных и активных. Пассивные атомы описываются прежними уравнениями Блоха (2), а активные атомы – аналогичными уравнениями с заменой верхнего индекса  $p \rightarrow a$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^{(a)} = -i\omega_{21}^{(a)} \rho_{21}^{(a)} - \gamma_{21}^{(a)} \rho_{21}^{(a)} - i \frac{d^{(a)}}{\hbar} E (\rho_{22}^{(a)} - \rho_{11}^{(a)}),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}^{(a)} = -\gamma_2^{(a)} \rho_{22}^{(a)} - i \frac{d^{(a)}}{\hbar} E (\rho_{21}^{(a)} - \rho_{21}^{(a)*}) + p, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}^{(a)} = \gamma_2^{(a)} \rho_{22}^{(a)} - \gamma_1^{(a)} \rho_{11}^{(a)} + i \frac{d^{(a)}}{\hbar} E (\rho_{21}^{(a)} - \rho_{21}^{(a)*}).$$

Здесь накачка учитывается членом  $p$  в правой части второго уравнения. Поляризация среды теперь имеет вид:

$$P = N^{(p)} d_{21}^{(p)} (\rho_{21}^{(p)} + \rho_{21}^{(p)*}) + N^{(a)} d_{21}^{(a)} (\rho_{21}^{(a)} + \rho_{21}^{(a)*}). \quad (4)$$

В этой модели возможен баланс усиления и поглощения, при котором распространяющийся импульс принимает вид диссипативного солитона и обладает дискретным набором скоростей [4]. В частности, могут существовать видеосолитоны, являющиеся импульсами самоиндуцированной прозрачности для поглощающей среды. При этом такие солитоны усиливающую среду также возвращают в исходное состояние. Вопрос об устойчивости этих солитонов требует дополнительного анализа. При задании начального поля в виде импульса гауссовой формы с шириной, большей ширины солитона, исходный импульс преобразуется в усиливающийся видеоимпульс самоиндуцированной прозрачности для поглощающей среды (активных атомов на порядок меньше поглощающих). Далее реализуется режим обострения импульса с неограниченным ростом амплитуды и уменьшением длительности. При этом по мере распространения импульс забирает все больше энергии от все новых порций усиливающей среды и рост амплитуды ускоряется до тех пор, пока импульс не начнет снимать всю энергию активной среды. Далее реализуется режим линейного по пройденному расстоянию роста амплитуды. По этой причине, хотя уравнения Блоха (2) и (3) нелинейны по полю и включают эффекты насыщения, ограничения роста максимальной амплитуды импульса УСИП в данной модели также не происходит и максимальная плотность мощности может превышать уровень  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. На участке быстрого роста происходит инверсия населенностей активной среды. На рис.2 представлены результаты расчета распространения гауссова импульса с шириной, вдвое превосходящей ширину солитона. Использовались те же параметры среды, что и в [4]. Видно, что площадь импульса приблизительно сохраняется.

Таким образом, модель двухуровневой схемы для усиления не ограничивает режим обострения импульса УСИП. С одной стороны, это обстоятельство делает перспективной реализацию такого режима в световодах, в том числе микроструктурированных [7], с примесями резонансных атомов двух типов (активных и пассивных) для получения предельно ко-

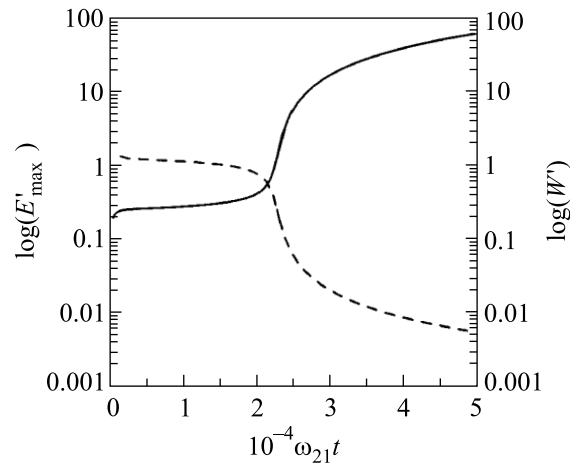


Рис.2. То же, что на рис.1, при моделировании усиления в рамках двухуровневой схемы,  $\sigma = 0$ . Параметры среды:  $\gamma_2^{(a)} = 10^{-5} \omega_{21}^{(a)}$ ,  $\gamma_2^{(p)} = 10^{-4} \omega_{21}^{(a)}$ ,  $\gamma_1^{(a)} = 10^{-4} \omega_{21}^{(a)}$ ,  $\gamma_1^{(p)} = 0$ ,  $\gamma_{21}^{(a,p)} = (\gamma_2^{(a,p)} + \gamma_1^{(a,p)}) \cdot 0.5$ , до прихода импульса  $\rho_{22}^{(a)} = 0.9$ ,  $\rho_{11}^{(a)} = 0.1$ ,  $\rho_{22}^{(p)} = 0$ ,  $\rho_{11}^{(p)} = 1$ ,  $8\pi N^{(a)} d_{21}^{(a)2} / \omega_{21}^{(a)} \hbar = 0.01$ ,  $N^{(p)} / N^{(a)} = 10$ ,  $d_{21}^{(p)} / d_{21}^{(a)} = 1.5$ , где  $N^{(a,p)}$  – концентрации усиливающих и поглощающих атомов в среде,  $d_{21}^{(a,p)}$  – их дипольные моменты,  $\omega_{21}^{(p)} = \omega_{21}^{(a)}$ , накачка  $p = 0.9\gamma_1^{(a)}$

ротких и интенсивных лазерных импульсов. С другой стороны, актуальным становится вопрос о механизмах ограничения режимов сжатия при уточнении модели среды (ниже порога оптического пробоя). К числу таких механизмов можно отнести многофотонное поглощение. На рис.3 представлены результаты

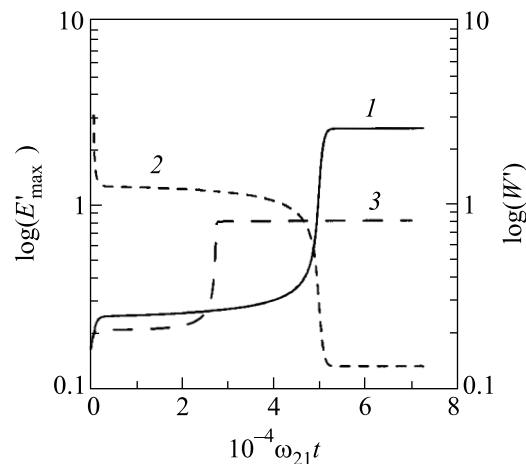


Рис.3. То же, что на рис.1. Кривые 1, 2 получены в модели двухуровневой схемы для усиления при наличии дополнительного широкополосного нелинейного поглощения с коэффициентом  $\sigma = -5 \cdot 10^{-4} \cdot E'^2 \omega_{21}^{(a)} / c$ . Кривая 3 получена при моделировании усиления в рамках двухуровневой схемы, а поглощения – в рамках трехуровневой схемы.  $d_{31}^{(p)} / d_{21}^{(a)} = 1$ ,  $\gamma_3^{(p)} = \omega_{21}^{(a)}$ ,  $\gamma_{23}^{(p)} = (\gamma_2^{(p)} + \gamma_3^{(p)}) / 2$ ,  $\omega_{32}^{(p)} = 9\omega_{21}^{(a)}$ ,  $\omega_{31}^{(p)} = 10\omega_{21}^{(a)}$ ,  $\sigma = 0$ . Остальные параметры среды как на рис.2

расчета для среды, содержащей активные и пассивные атомы, а также нелинейное нерезонансное поглощение (в уравнении (1)  $\sigma < 0$  и пропорционально  $E^2$ ). Как видно из рисунка, введение такого дополнительного поглощения приводит к стабилизации импульса с шириной  $W < 2\pi c/\omega_{21}$ . Тем самым в рассматриваемой схеме возможно получение устойчивых диссипативных солитонов предельно короткой длительности (единицы или даже доли фемтосекунды).

Последним рассматриваемым здесь механизмом ограничения режима сжатия импульсов служит отход от двухуровневой схемы и учет наличия других атомных уровней. Действительно, по мере роста амплитуды видеоимпульса резко увеличивается влияние других уровней, что приводит к нарушению режима самоиндуцированной прозрачности и, как следствие, к ограничению роста видеоимпульса. Ниже рассмотрена модель трехуровневых поглощающих атомов с уравнениями для матрицы плотности вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^{(p)} &= -i\omega_{21}^{(p)} \rho_{21}^{(p)} - \gamma_{21}^{(p)} \rho_{21}^{(p)} - i \frac{d_{21}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{22}^{(p)} - \rho_{11}^{(p)}) - \\ &\quad - i \frac{d_{13}^{(p)}}{\hbar} E \rho_{23}^{(p)} + i \frac{d_{23}^{(p)}}{\hbar} E \rho_{31}^{(p)}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{32}^{(p)} &= -i\omega_{32}^{(p)} \rho_{32}^{(p)} - \gamma_{32}^{(p)} \rho_{32}^{(p)} - i \frac{d_{32}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{33}^{(p)} - \rho_{22}^{(p)}) - \\ &\quad - i \frac{d_{21}^{(p)}}{\hbar} E \rho_{31}^{(p)} + i \frac{d_{13}^{(p)}}{\hbar} E \rho_{21}^{(p)*}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31}^{(p)} &= -i\omega_{31}^{(p)} \rho_{31}^{(p)} - \gamma_{31}^{(p)} \rho_{31}^{(p)} - i \frac{d_{31}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{33}^{(p)} - \rho_{11}^{(p)}) - \\ &\quad - i \frac{d_{21}^{(p)}}{\hbar} E \rho_{32}^{(p)} + i \frac{d_{23}^{(p)}}{\hbar} E \rho_{21}^{(p)}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}^{(p)} &= -\gamma_2^{(p)} \rho_{22}^{(p)} - i \frac{d_{21}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{21}^{(p)} - \rho_{21}^{(p)*}) - \\ &\quad - i \frac{d_{23}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{23}^{(p)} - \rho_{23}^{(p)*}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}^{(p)} &= \gamma_2^{(p)} \rho_{22}^{(p)} - \gamma_1^{(p)} \rho_{11}^{(p)} + \gamma_3^{(p)} \rho_{33}^{(p)} + \\ &\quad + i \frac{d_{21}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{21}^{(p)} - \rho_{21}^{(p)*}) - i \frac{d_{13}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{13}^{(p)} - \rho_{13}^{(p)*}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{33}^{(p)} &= -\gamma_3^{(p)} \rho_{33}^{(p)} + i \frac{d_{13}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{13}^{(p)} - \rho_{13}^{(p)*}) + \\ &\quad + i \frac{d_{23}^{(p)}}{\hbar} E(\rho_{23}^{(p)} - \rho_{23}^{(p)*}). \end{aligned}$$

Поляризация среды теперь имеет вид:

$$\begin{aligned} P &= N^{(p)}(d_{21}^{(p)}(\rho_{21}^{(p)} + \rho_{21}^{(p)*}) + d_{23}^{(p)}(\rho_{32}^{(p)} + \rho_{32}^{(p)*}) + \\ &\quad + d_{13}^{(p)}(\rho_{31}^{(p)} + \rho_{31}^{(p)*}) + N^{(a)} d_{21}^{(a)}(\rho_{21}^{(a)} + \rho_{21}^{(a)*}). \end{aligned} \quad (6)$$

В этой модели, как показано на рис.3, реализуется ограничение режима сжатия импульса и стабилизация солитонов УСИП с предельно короткой длительностью.

Естественно, что достижение фемтосекундной длительности импульса означает и реализацию когерентного суперконтинуума с регулярным спектром. При более детальном анализе следует также учесть динамический штарковский сдвиг уровней [8] и эффект светоиндуцированной люминесценции [9].

Авторы благодарны Л.А. Нестерову, В.А. Смирнову и С.В. Федорову за полезные обсуждения. Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-81014 Бел.

1. Т. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 545 (2000).
2. А. И. Маймистов, *Квант. электрон.* **30**, 287 (2000).
3. А. И. Мaimistov and А. М. Basharov, *Nonlinear Optical Waves*, Dordrecht: Kluwer Acad. Press, 1999.
4. Н. В. Высотина, Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов и др., *Опт. спектроск.* (в печати).
5. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, *Оптические солитоны*, М.: Физматлит, 2005 (перевод с англ.: Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons*, Acad. Press, 2003).
6. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, М.: Мир, 1978 (перевод с англ.: L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, New York, J. Wiley and Sons, 1975).
7. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, М.: Наука, 2004.
8. В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронопуло, Е. И. Якубович, *Резонансные взаимодействия света с веществом*, М.: Наука, 1977.
9. В. А. Смирнов, Г. М. Ермолаева, В. Б. Шилов, *Опт. и спектроск.* **92**, 923 (2002).