

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЕ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2008 г. С. В. Сазонов*, доктор физ.-мат. наук; Н. В. Устинов**, канд. физ.-мат. наук

* Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва

E-mail: sazonov.sergey@gmail.com

** Томский государственный университет, г. Томск

E-mail: n_ustinov@mail.ru

Исследован солитонный режим распространения лазерного импульса, состоящего из оптического обыкновенного и терагерцового необыкновенного компонентов, в оптически одноосных средах, которые содержат несимметричные резонансные нанообъекты типа квантовых нитей. Рассмотрение проведено с учетом диполь-дипольного взаимодействия между нанообъектами. Выявлены условия эффективной генерации терагерцового импульса при подаче на вход среды оптического сигнала ближнего инфракрасного диапазона. Показано, что данная генерация сопровождается смещением спектра оптического компонента в красную область, причем с укорочением длительности импульса это смещение растет.

Коды OCIS: 190.5530, 260.1180, 260.6580.

Поступила в редакцию 02.04.2008.

Введение

В связи развитием нанотехнологий, предполагающим, в числе прочего, создание сред с наперед заданными свойствами, важным объектом исследований в последние годы стали когерентные оптические явления в средах, содержащих несимметричные квантовые объекты (НКО) [1–12]. Это могут быть, например, несимметричные квантовые ямы, нити или точки. Особенностью НКО является то, что их стационарные состояния не обладают определенной четностью, из-за чего диагональные матричные элементы оператора дипольного момента НКО и их разность – постоянный дипольный момент (ПДМ) перехода – отличны от нуля. При распространении в такой среде оптический импульс не только вызывает квантовые переходы между состояниями НКО, но и динамическим образом сдвигает частоту переходов за счет линейного эффекта Штарка. Это свойство среды с НКО существенно влияет на процесс формирования в ней импульсов. В частности, было обнаружено [5], что при прохождении двухкомпонентных лазерных импульсов с нулевой отстройкой несущей частоты через такую среду возможен солитонный режим, отличающийся от режима самоиндуцированной прозрачности (СИП), который имеет место в случае симметричных квантовых центров. Классификация режимов СИП для двухкомпонентных импульсов с произвольной отстройкой от резонанса приведена в [6, 9, 10].

На протяжении последних десятилетий большое внимание исследователей привлекает изучение когерентных процессов в оптически плотных средах

[13–30]. В таких средах необходимо учитывать вклад диполь-дипольного взаимодействия между оптически активными частицами в действующее на них локальное поле. Спектроскопические исследования показали, что это взаимодействие вызывает сдвиги частот квантовых переходов [13, 16]. В стационарном режиме может также иметь место собственная (безрезонаторная) оптическая бистабильность [22], предсказанная в работе [14].

Особенно велика роль диполь-дипольных взаимодействий между резонансными квантовыми переходами при прохождении лазерных импульсов через тонкие пленки [17, 19].

При описании взаимодействия излучения с оптически плотными средами часто используют полуклассический подход, основанный на рассмотрении обобщения уравнений Максвелла–Блоха [14, 15, 21]. Здесь учет диполь-дипольного взаимодействия приводит к появлению в уравнениях динамического сдвига частоты перехода, который пропорционален разности населенностей уровней [14, 15, 17–21]. На основе этого подхода, в частности, было численно изучено усиление без инверсии в оптически плотной среде Λ -переходов [23] и выделены особенности проявления различных режимов усиления в такой среде [24, 25]. Также было выяснено влияние локального поля на частотную зависимость коэффициента пропускания и групповую скорость пробного импульса в условиях электромагнитной индуцированной прозрачности [29].

Эффекты СИП в оптически плотных средах были исследованы в работах [15, 20] и [27–29]. Были обнаружены нелинейная фазовая модуляция (эффект

чирпирования) и модуляция огибающей у распространяющегося импульса. Возможность существования различных режимов СИП в оптически плотной среде, содержащей симметричные квантовые частицы, у импульсов с произвольной отстройкой была показана в [9, 10].

Настоящая работа посвящена изучению особенностей СИП в оптически плотной среде НКО.

Основные уравнения

Пусть среда, содержащая НКО, является оптически одноосной и характеризуется обыкновенным n_o и необыкновенным n_e показателями преломления. Будем считать НКО аксиально симметричными с осью симметрии z декартовой системы координат, которая совпадает с оптической осью среды. Предположим, что плоский электромагнитный импульс, состоящий из обыкновенного и необыкновенного компонентов, распространяется вдоль оси x , перпендикулярной оптической оси. В этих условиях электрическое поле E_o обыкновенной составляющей импульса возбуждает квантовые переходы НКО, а поле E_e его необыкновенной составляющей динамически смещает их частоту за счет эффекта Штарка [5].

Из-за диполь-дипольного взаимодействия компоненты \vec{E}_o и \vec{E}_e локального поля, действующего на НКО, отличаются от компонентов макроскопического поля, которые входят в уравнения Максвелла. Следуя феноменологическому подходу [14, 15], будем считать, что

$$\vec{E}_{o,e} = E_{o,e} + \alpha_{o,e} P_{o,e},$$

где $\alpha_{o,e} = 4\pi\sigma_{o,e}/3$ и $\sigma_{o,e}$ – безразмерные параметры порядка единицы (для изотропной среды $\sigma_o = \sigma_e = 1$), $P_o = N\text{Sp}(\hat{d}_y \hat{\rho})$ и $P_e = N\text{Sp}(\hat{d}_z \hat{\rho})$ – компоненты поляризации среды, обусловленные наличием НКО; N – концентрация НКО, $\hat{\rho}$ – матрица плотности, описывающая динамику резонансного перехода НКО; \hat{d}_y и \hat{d}_z – проекции оператора дипольного момента на оси y и z соответственно.

Учитывая резонансный характер задействованного квантового перехода, динамику обыкновенного компонента оптического импульса и недиагональных элементов матрицы плотности рассмотрим в приближении медленно меняющихся огибающих (ММО). В результате придем к системе (ср. с [5, 6])

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{i}{2} (\Omega_o^* R - \Omega_o R^*), \quad (1)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i (\Delta + \Omega_e + B(W - W_\infty)) R + i \Omega_o W, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Omega_o}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial \Omega_o}{\partial t} = -i \beta_o R, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \Omega_e}{\partial x^2} - \frac{n_e^2}{c^2} \frac{\partial^2 \Omega_e}{\partial t^2} = -\beta_e \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}. \quad (4)$$

Здесь $W = (\rho_{22} - \rho_{11})/2$ – инверсия населенностей уровней НКО, W_∞ – ее значение до воздействия лазерного импульса, R – огибающая недиагонального элемента ρ_{12} матрицы плотности, $\Delta = \omega_o - \omega + BW_\infty$ – отстройка несущей частоты ω обыкновенного компонента от резонансной частоты НКО, ω_o – частота перехода изолированного НКО, $\Omega_o = 2d\varepsilon_o/\hbar$ и ε_o – частота Раби обыкновенной составляющей импульса и ее огибающая соответственно ($E_o = \varepsilon_o \exp(i\omega(t - n_o x/c)) + \text{к.с.}$), \hbar – постоянная Планка, $\Omega_e = DE_e/\hbar$, $d = d_{12}$ и $D = D_{11} - D_{22}$ – дипольный момент и ПДМ перехода [6], $B = N(\alpha_o d^2 + \alpha_e D^2)/\hbar$, $\beta_o = 4\pi d^2 N \omega_o / (\hbar c n_o)$, $\beta_e = 4\pi D^2 N / (\hbar c^2)$, c – скорость света в вакууме.

Особо подчеркнем, что распространение необыкновенной составляющей импульса мы рассматриваем без использования приближения ММО. Это объясняется тем, что в отличие от обыкновенного компонента, необыкновенный импульс является длинноволновым и может содержать сколь угодно мало электромагнитных колебаний. В этой связи мы акцентируем внимание на том, что динамический параметр Ω_o имеет смысл частоты Раби и выражается через огибающую поля обыкновенного компонента. В то же время динамический параметр Ω_e пропорционален не огибающей, а самой напряженности поля необыкновенного импульса.

Случай $B = 0$ был подробно изучен в работах [6, 9, 10], где выделены различные режимы СИП двухкомпонентных импульсов, которые отличаются степенью возбуждения НКО и скоростями распространения. Если $\Omega_e = D = 0$, то система уравнений (1)–(4) описывает прохождение лазерного импульса через оптически плотную резонансную среду [15, 21]. Из (2) следует, что ПДМ и диполь-дипольное взаимодействие НКО обуславливают сдвиги частоты, пропорциональные полю необыкновенного компонента и инверсии населенностей уровней.

Импульсы самоиндуцированной прозрачности

Результаты работ [6, 9, 10] дают возможность найти импульсное солитоноподобное решение системы уравнений (1)–(4). Для компонентов поля импульса и инверсии населенности при этом получим следующие выражения:

$$\Omega_o = \sqrt{M} \exp(i\Phi), \quad (5)$$

$$\Omega_e = -\frac{\tilde{D}}{4d^2\omega_0} M, \quad (6)$$

$$W = W_\infty \left(1 - \frac{M\tau_p^2}{2(1+\alpha^2)} \right), \quad (7)$$

где

$$M = \frac{8g}{\tau_p^2 \left(g - \alpha + \text{sign}(g)\sqrt{1+(g-\alpha)^2 \text{ch}(2\zeta)} \right)}, \quad (8)$$

$$\Phi = \beta_o W_\infty \frac{\alpha\tau_p}{1+\alpha^2} x - \arctg\left(\frac{\text{th}\zeta}{s}\right) + \text{const}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \tilde{D} = 2n_o D^2 \left(n_o + n_e + (n_o - n_e) \frac{1+\alpha^2}{A\tau_p^2} \right)^{-1} \times \\ \times \left(1 + \frac{A\tau_p^2}{1+\alpha^2} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \alpha &= \Delta\tau_p, \quad g = 2d^2\omega_0\tau_p / (\tilde{D} - G), \\ G &= -2W_\infty B\omega_0 d^2 \tau_p^2 (1+\alpha^2)^{-1}, \\ \zeta &= \frac{t - x/v_g}{\tau_p}, \quad A = -\frac{c\beta_o W_\infty}{n_o + n_e}, \\ s &= g - \alpha + \text{sign}(g)\sqrt{1+(g-\alpha)^2}. \end{aligned}$$

Параметр τ_p по порядку величины имеет смысл длительности данного импульса. Его групповая v_g и фазовая v_{ph} скорости в лабораторной системе координат определяются следующими равенствами:

$$\begin{aligned} v_g &= c \left(n_o - c\beta_o W_\infty \frac{\tau_p^2}{1+\alpha^2} \right)^{-1}, \\ v_g &= c \left(n_o - \frac{c\beta_o W_\infty}{\omega_0} \frac{\Delta\tau_p^2}{1+\alpha^2} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

В соответствии с (6) и (10) необыкновенный компонент формируется за счет ПДМ квантового перехода. Кроме того, из (4) следует, что данный компонент своим появлением обязан изменению во времени разности населенностей квантовых уровней. Данное изменение происходит благодаря тому, что обыкновенный компонент импульса вызывает кван-

товые переходы. Таким образом, для формирования солитона (5), (6) на вход среды достаточно подать резонансный импульс оптической частоты.

Сделаем некоторые численные оценки. Из (2) видно, что оба механизма (асимметрия квантовых объектов и диполь-дипольное взаимодействие между ними) вносят сопоставимые вклады в динамический сдвиг частоты перехода, если $\Omega_e \approx B$. Рассмотрим кристалл с ярко выраженной анизотропией. К настоящему времени созданы кристаллы арсенида галлия, содержащие квантовые ямы и нити с запирающими барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$, для которых $D/d \approx 7$ [31]. Тогда $B \approx D^2 N/h$. Из (5), (6) следует, что

$$\left| \frac{\Omega_e}{\Omega_o} \right| = \frac{\tilde{D}}{4d^2\omega_0} |\Omega_o|. \text{ Полагая } |\Omega_o| \approx \tau_p^{-1}, \tilde{D} \approx D^2, \text{ полу-}$$

чим $\left| \frac{\Omega_e}{\Omega_o} \right| \approx \left(\frac{D}{d} \right)^2 \frac{1}{\omega_0 \tau_p}$ или $\Omega_e \approx \left(\frac{D}{d} \right)^2 \frac{1}{\omega_0 \tau_p^2}$. Тогда

условие $\Omega_e \approx B$ можно переписать в виде $\tau_p \approx \tau_c$, где

$$\tau_c = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\hbar}{N\omega_0}}. \text{ Характерные частоты переходов для}$$

квантовых ям лежат в ближнем инфракрасном диапазоне. Пусть характерный размер квантовой нити составляет 10 нм. Тогда с учетом того, что среда является плотной, будем иметь $N \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Считая также, что $\omega_0 \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $d \approx 10^{-18}$ ед. СГСЭ, найдем, что $\tau_p \approx 1-10$ пс. При $\tau_p > \tau_c$ доминирует механизм, обусловленный диполь-дипольными взаимодействиями между НКО, а при $\tau_p < \tau_c$ в модуляцию частоты переходов больший вклад вносит асимметрия квантовых объектов. При таких характерных длительностях спектр необыкновенной волны лежит в терагерцовом диапазоне частот. Таким образом, оба рассмотренных выше механизма можно использовать для генерации терагерцовых импульсов. Взяв $\tau_p \approx 5$ пс, и используя приведенные выше оценки, получим $|\Omega_e/\Omega_o| \approx 0,1$. Следовательно, по интенсивности эффективность генерации терагерцового импульса может достигать единиц процентов.

Из (5) и (9) видно, что генерация терагерцового импульса сопровождается фазовой модуляцией оптического компонента солитона. Данная модуляция обусловлена как асимметрией квантовых объектов, так и диполь-дипольным взаимодействием между ними. В результате спектр оптической составляющей смещается, как единое целое, в красную область [5, 6]. При этом, как следует из (5), (8)–(10), глубина фазовой модуляции (а следовательно, и смещение в красную область) непрерывно растет с укорочением длительности оптической составляющей или возрастанием ее амплитуды. Использование приведенных выше оценочных значений пара-

метров импульса и среды приводит к выводу о том, что относительная глубина модуляции (а значит, и относительная величина красного смещения спектра) может достигать порядка десяти процентов.

В общем случае анализ двухкомпонентного солитона представляется весьма громоздким, ибо его структура определяется соотношениями между многими параметрами рассматриваемой среды. Выделим условия, при которых по мере распространения солитона энергообмен между ним и средой НКО наиболее интенсивный.

Анализ показывает, что условие сильного возбуждения среды, при котором имеет место полное инвертирование НКО в центре импульса ($W(\zeta = 0) = -W_\infty$), можно записать в виде

$$g = \frac{\alpha + \alpha^{-1}}{2}. \quad (12)$$

В случае изотропной кристаллической матрицы ($n_e = n_o$) и при начальном термодинамическом равновесии НКО ($W_\infty < 0$) из соотношения (10) следует, что $\bar{D} < D^2$. При этом величина g увеличивается, и, согласно классификации, введенной в [6], в этих условиях более выраженными являются режимы СИП, сопровождающиеся сильным возбуждением НКО. Это связано с тем, что в плотной резонансной среде амплитуда необыкновенного компонента, порождаемого НКО, может быть достаточно большой. По этой причине происходит увеличение диапазона возможных значений отстройки, при которых импульсы могут втягиваться необыкновенным компонентом в резонанс с НКО и, как следствие, сильно их возбуждать.

Заключение

Исследованный выше солитонный режим СИП в плотной среде нанообъектов типа несимметричных квантовых нитей позволил выделить некоторые особенности, отсутствующие в изотропных разреженных средах.

Пожалуй, наиболее любопытной и представляющей прикладной интерес является возможность реализации нового механизма резонансной генерации терагерцового импульса необыкновенной волны. В настоящее время большой популярностью пользуется механизм генерации излучения терагерцового диапазона, основанный на пропускании оптического импульса через нерезонансную квадратично-нелинейную среду с соблюдением важных условий синхронизма (см. например [32]). Не исключено, что рассмотренный здесь резонансный механизм на системе несимметричных нанообъектов в некоторых ситуациях может оказаться более

предпочтительным и эффективным. Возможна также генерация терагерцовых импульсов в режиме комбинации обоих механизмов. Исследование и обсуждение данного вопроса представляется важным (помимо прочего) по причине того, что сигналы терагерцового диапазона сегодня находят применение в обработке изображений, системах безопасности и многих других областях.

Заметим, что терагерцовое излучение может испытывать сильное резонансное поглощение при взаимодействии с оптическими колебательными модами кристалла. В настоящей работе мы не учитывали данные моды, предполагая, что спектр импульса необыкновенной волны попадает в соответствующее достаточно широкое окно прозрачности.

Генерация терагерцового импульса сопровождается фазовой модуляцией резонансной оптической составляющей, что приводит к смещению «центра тяжести» ее спектра в красную область, причем это смещение непрерывно растет с укорочением длительности оптического импульса. Таким образом, плотная резонансная среда НКО может рассматриваться еще и как непрерывный преобразователь спектра оптических импульсов.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 06-02-16147а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Casperson L.W. Few-cycle pulses in two-level medium // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. № 1. P. 609–621.
2. Brown A., Meath W.J., Tran P. Rotating-wave approximation for the interaction of a pulsed laser with a two-level system possessing permanent dipole moments // Phys. Rev. A. 2000. V. 63. P. 013403-1–013403-7.
3. Agrotis M., Ercolani N.M., Glasgow S.A., Moloney J.V. Complete integrability of the reduced Maxwell–Bloch equations with permanent dipole // Physica D. 2000. V. 138. № 1–2. P. 134–162.
4. Маймистов А.И., Капуто Дж.-Ги. Предельно короткие электромагнитные импульсы в резонансной среде, обладающей постоянным дипольным моментом // Опт. и спектр. 2003. Т. 94. № 2. С. 275–280.
5. Сазонов С.В. Эффекты резонансной прозрачности в анизотропной среде с постоянным дипольным моментом // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 4(10). С. 803–819.
6. Сазонов С.В., Устинов Н.В. Режимы резонансной прозрачности в условиях синхронизма длинных и коротких волн // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 2. С. 289–307.
7. Елютин С.О. Динамика предельно короткого импульса в штарковской среде // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 1(7). С. 17–29.
8. Сазонов С.В., Устинов Н.В. Импульсная прозрачность анизотропных сред со штарковским расщеплением уровней // Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 8. С. 701–704.

9. Сазонов С.В., Устинов Н.В. Режимы оптической прозрачности в анизотропных средах // Изв. РАН, Сер. физич. 2005. Т. 69. № 8. С. 1132–1134.
10. Sazonov S.V., Ustinov N.V. Optical transparency modes in anisotropic media // Proc. SPIE. 2006. V. 6259. P. 625912-1–625912-11.
11. Сазонов С.В., Устинов Н.В. Новый класс предельно коротких электромагнитных солитонов // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. № 11. С. 573–578.
12. Сазонов С.В., Устинов Н.В. Динамика предельно коротких оптических солитонов в системе несимметричных квантовых объектов // Оптический журнал. 2007. Т. 74. № 11. С. 12–16.
13. Friedberg R., Hartmann S.R., Manassah J.T. Frequency shifts in emission and absorption by resonant systems of two-level atoms // Phys. Rep. 1973. V. 7. № 3. P. 101–179.
14. Hopf F.A., Bowden C.M., Louisell W.H. Mirrorless optical bistability with the use of the local-field correction // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. № 5. P. 2591–2596.
15. Stroud C.R., Bowden C.M., Allen L. Self-induced transparency in self-chirped media // Opt. Commun. 1988. V. 67. № 5. P. 387–390.
16. Maki J.J., Malcuit M.S., Sipe J.E., Boyd R.W. Linear and nonlinear optical measurements of the Lorentz local field // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. № 8. P. 972–975.
17. Benedikt M.G., Zaitsev A.I., Malyshev V.A., Trifonov E.D. Resonance interaction of an ultrashort light pulse with a thin film // Opt. Spectrosc. 1989. V. 66. P. 424–427.
18. Сазонов С.В. Нестационарное оптическое поглощение в нелинейной среде // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 4. С. 525–527.
19. Benedikt M.G., Malyshev V.A., Trifonov E.D., Zaitsev A.I. Reflection and transmission of ultrashort light pulses through a thin resonance medium: local fields effects // Phys. Rev. A. 1991. V. 43. № 7. P. 3845–3853
20. Bowden C.M., Postan A., Inguva R. Invariant pulse propagation and self-phase modulation in dense media // JOSA B. 1991. V. 8. № 5. P. 1081–1084.
21. Bowden C.M., Dowling J.P. Near dipole-dipole effects in dense media: generalized Maxwell–Bloch equation // Phys. Rev. A. 1993. V. 47. № 2. P. 1247–1251.
22. Hehlen M.P., Gudel H.U., Shu Q., Rai J., Rai S., Rand S.C. Cooperative bistability in dense, excited atomic systems // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. № 8. P. 1103–1106.
23. Singh S., Bowden C.M., Rai J. Gain enhancement in lasing without inversion in an optically dense medium // Opt. Commun. 1997. V. 135. № 1–3. P. 93–97.
24. Manassah J.T., Gross B. Amplification without inversion in an extended optically dense open Λ -system // Opt. Commun. 1998. V. 148. № 4–6. P. 404–416.
25. Manassah J.T., Gross B. The different regimes of the optically dense amplifier // Opt. Commun. 1998. V. 149. № 4–6. P. 393–403.
26. Manassah J.T., Gladkova I. Modifications due to local field corrections of the electromagnetically induced transparency propagation parameters in a driven optically dense three-level cascade system // Opt. Commun. 2000. V. 185. № 1–3. P. 125–132.
27. Белоненко М.Б., Кабаков В.В. Самоиндуцированная прозрачность в резонансной среде с диполь-дипольным взаимодействием // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 3. С. 435–438.
28. Афанасьев А.А., Власов Р.А., Черствый А.Г. Оптические солитоны в плотных резонансных средах // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. № 3. С. 489–495.
29. Афанасьев А.А., Власов Р.А., Кhasanov O.K., Smirnova T.V., Fedotova O.M. Coherent and incoherent solitons of self-induced transparency in dense, resonant media // JOSA B. 2002. V. 19. № 4. P. 911–919.
30. Хасанов О.Х., Русецкий Г.А., Смирнова Т.Г., Зуйков В.А., Калачев А.А., Самарцев В.В. Переходные процессы в средах с ближним диполь-дипольным межатомным взаимодействием // Нелинейные динамические процессы (К 80-летию Уно Копвиллема) / Под ред. Пранца С.В. Владивосток: Изд-во Дальнаука, 2004. С. 244–258.
31. Kočinac S., Iconić Z., Milanović V. The influence of permanent dipole moments on second harmonic generation in asymmetric semiconductor quantum wells // Optics Commun. 1997. V. 140. P. 89–92.
32. Hattori T., Takeuchi K. Simulation study on cascaded terahertz pulse generation in electro-optic crystal // Opt. Express. 2007. V. 15. № 13. P. 8076–8090.