

УДК 535.2

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ФОРМОЙ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2005 г. В. Г. Архипкин, И. В. Тимофеев

Представлено академиком В.Ф. Шабановым 26.10.2004 г.

Поступило 26.10.2004 г.

1. Развитие новых методов управления оптическими свойствами вещества и временной формой лазерных импульсов является важной физической проблемой, имеющей фундаментальное и прикладное значение, например, в спектроскопии быстро протекающих процессов, для квантового контроля атомов и молекул, для оптоэлектроники и оптической связи и т.д. Для этих целей интересны и даже уникальные возможности представляет явление электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1–3]. Хотя большинство исследований ЭИП выполнено в атомарных средах (см., обзоры [3–6] и ссылки к ним), эти идеи получили развитие и в твердотельных системах [7].

ЭИП – это квантовое интерференционное явление, возникающее при взаимодействии двух лазерных полей с трехуровневой квантовой системой. Оно состоит в том, что одно поле, которое называют управляющим (или контролирующим), модифицирует оптические свойства среды на частоте другого (пробного) поля. В общем случае пробное поле может быть сравнимо по интенсивности с управляющим. В условиях ЭИП вещество оказывается в когерентном состоянии с необычными свойствами [3–6]. Например, оптически плотная среда становится прозрачной для пробного поля в области однофотонного резонанса, а дисперсия показателя преломления сильно увеличивается. В таких условиях оптические импульсы могут распространяться на расстояние, значительно превышающее резонансную длину однофотонного поглощения (см., например, [8, 9]). Контролирующее поле может управлять групповой скоростью распространения пробного импульса, уменьшая ее вплоть до нуля, или даже сделать отрицательной [5]. При групповых скоростях порядка 1–100 м/с происходит пространственное сжатие пробного импульса, в результате чего он полностью локализуется в среде. Это явление

позволяет записывать, хранить и считывать информацию об оптических импульсах [5, 6, 10] и открывает новые подходы к созданию квантовой памяти [6].

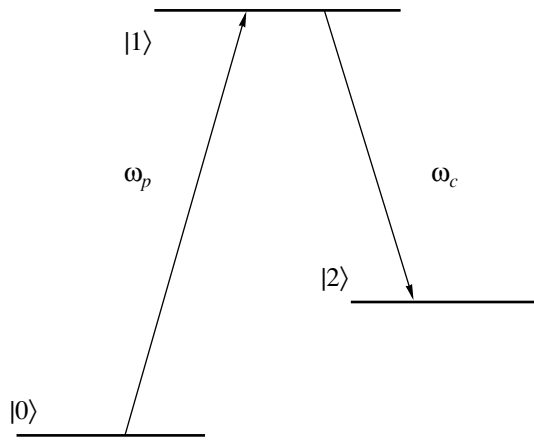
ЭИП используется для управления характеристиками оптического излучения, например, для генерации фемтосекундных и субфемтосекундных импульсов (см., например, [11]). В настоящее время методы управления фемтосекундными импульсами достаточно хорошо развиты и применяются в спектроскопии, микроскопии и оптическом контроле [12]. Для пико- и наносекундных импульсов дела обстоят не так хорошо.

В данной работе обсуждается новая возможность управлять формой лазерных импульсов и их длительностью, используя явление ЭИП. Основную идею рассмотрим на примере временного сжатия импульсов. Пусть пробный импульс распространяется в трехуровневой среде в присутствии управляющего импульса, взаимодействующего со смежным переходом (рис. 1). Огибающая последнего изменяется во времени по некоторому закону. Так как при ЭИП скорость распространения пробного импульса зависит от интенсивности управляющего импульса в данный момент времени, то разные участки пробного импульса движутся с различной скоростью, величиной которой можно управлять изменением формы управляющего импульса. Например, огибающая управляющего импульса на границе среды может быть выбрана такой, чтобы скорость распространения в среде заднего фронта пробного импульса была больше, чем переднего. В результате импульс будет сжиматься во времени. Варьируя форму управляющего импульса, можно получать огибающую пробного импульса различной формы.

Таким образом, предлагается эффективный способ управления формой лазерных импульсов и их длительностью с помощью дополнительного управляющего излучения, взаимодействующего со смежным переходом в условиях ЭИП.

2. Рассмотрим взаимодействие двух оптических импульсов с огибающими  $E_p(t)$  и  $E_c(t)$  с трехуровневой средой (рис. 1). Импульсы распростра-

Институт физики им. Л.В. Киренского  
Сибирского отделения Российской Академии наук,  
Красноярск



**Рис. 1.** Энергетическая схема трехуровневого атома, резонансно взаимодействующего с пробным  $\omega_p$  и управляющим  $\omega_c$  лазерными импульсами.

няются в одном направлении вдоль оси  $z$ . Пробный импульс  $E_p$  резонансно взаимодействует с переходом между основным  $|0\rangle$  и возбужденным состояниями  $|1\rangle$ , а управляющий импульс  $E_c$  — с уровнями  $|2\rangle$  и  $|1\rangle$ . Переход  $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$  дипольно запрещен. Будем предполагать, что длительности импульсов  $T_p$  и  $T_c$  много меньше всех времен релаксации атома и  $T_p < T_c$ .

Эволюция пробного и управляющего импульсов описывается стандартной самосогласованной системой уравнений Максвелла–Шредингера, которая в системе координат с локальным временем  $\tau = t - \frac{z}{c}$  имеет вид

$$\frac{\partial a_0}{\partial \tau} = iG_p^* a_1, \quad \frac{\partial a_2}{\partial \tau} = iG_c^* a_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial a_1}{\partial \tau} = i(G_p a_0 + G_c a_2),$$

$$\frac{\partial G_p}{\partial z} = iK_p a_1 a_0^*, \quad \frac{\partial G_c}{\partial z} = iK_c a_1 a_2^*, \quad (2)$$

где  $a_{0,1,2}$  — амплитуды вероятностей состояний атома;  $2G_p = \frac{d_{10}E_p}{\hbar}$ ,  $2G_c = \frac{d_{12}E_c}{\hbar}$  — частоты Раби;  $K_p = \pi\omega_p |d_{10}|^2 \frac{N}{\hbar c}$ ,  $K_c = \pi\omega_c |d_{12}|^2 \frac{N}{\hbar c}$  — коэффициенты распространения;  $d_{ij}$  — матричные элементы электрического дипольного момента на переходе  $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$  ( $i, j = 0, 1, 2$ );  $\omega_{p,c}$  и  $k_{p,c}$  — несущие частоты и волновые числа (в вакууме);  $N$  — концентрация атомов;  $c$  — скорость света в вакууме.

Уравнения для амплитуд вероятностей записаны для нулевых однофотонных отстроек  $\omega_{10} - \omega_p = \omega_{12} - \omega_c = 0$ . Считаем, что все атомы в начальный момент времени находятся в основном состо-

янии  $|0\rangle$ , т.е.  $a_0(-\infty, z) = 1$ ,  $a_1(-\infty, z) = a_2(-\infty, z) = 0$ , а поля  $E_{p,c}(t)$  задаются на границе среды  $z = 0$ :  $E_{p,c}(t, z = 0) = E_{0p,0c}(t)$ .

Уравнения (1) и (2) должны решаться самосогласованно. В общем случае это можно сделать численными методами. Существенные упрощения достигаются в адиабатическом приближении [13]. В этом случае решение системы можно представить в виде (см., например, [8, 9])

$$a_0 = \cos[\theta(\tau)], \quad a_2 = -\sin[\theta(\tau)],$$

$$a_1 = -\frac{G_c \dot{G}_p - G_p \dot{G}_c}{G^3} = i \frac{\dot{\theta}}{G}. \quad (3)$$

Угол смещения  $\theta$  определяется как  $\text{tg} \theta = \frac{G_p}{G_c}$ ;

$G(\tau) = \sqrt{|G_p(\tau)|^2 + |G_c(\tau)|^2}$  — обобщенная частота Раби. Точка сверху означает дифференцирование по локальному времени  $\tau$ :  $\dot{\theta} = \frac{\partial \theta}{\partial \tau}$  и т.д. В общем случае огибающие  $G_p$  и  $G_c$  зависят от координаты  $z$ .

Критерий применимости адиабатического приближения можно записать в виде

$$\left| \frac{\dot{G}_c G_p - \dot{G}_p G_c}{G^3} \right| \ll 1. \quad (4)$$

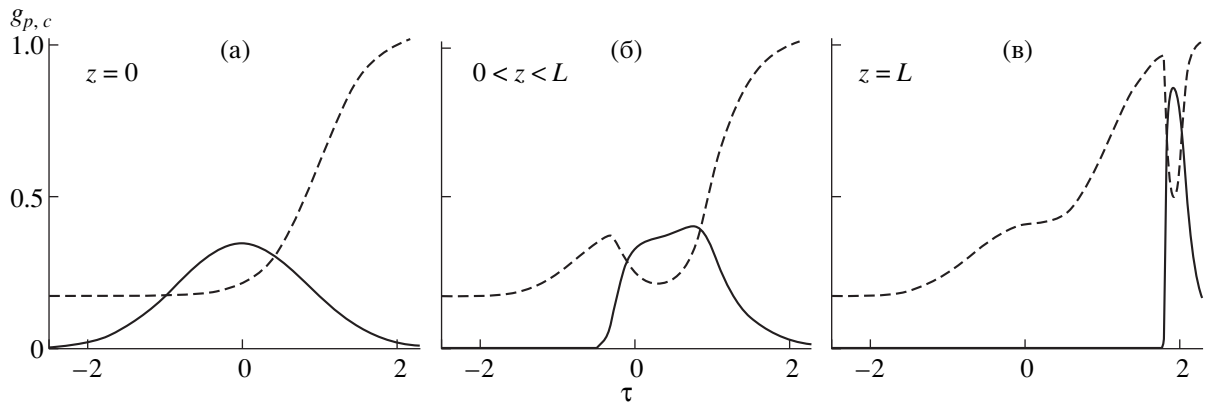
Детальный анализ условия адиабатичности с учетом распространения импульсов проведен в работе [9].

Из (3) и (4) следует, что в адиабатическом пределе населенность промежуточного состояния близка к нулю в процессе взаимодействия ( $|a_1| \ll 1$ ). Это означает, что поглощение на переходах  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$  и  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  мало, поэтому импульсы распространяются на расстояние, значительно превышающее длину резонансного линейного поглощения пробного излучения. Это явление также интерпретируют в терминах когерентного пленения населенностей (КПН): атомы возбуждаются в когерентную суперпозицию нижних состояний  $|0\rangle$  и  $|2\rangle$ , которую называют КПН-состоянием или темным состоянием [14]. В этом состоянии атомы перестают взаимодействовать с оптическими импульсами. В результате возникает явление ЭИП.

Используя (3), уравнения (2) можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial G_p}{\partial z} = -K_p \frac{\dot{\theta}}{G} \cos \theta, \quad \frac{\partial G_c}{\partial z} = K_c \frac{\dot{\theta}}{G} \sin \theta. \quad (5)$$

В общем случае система уравнений (5) может быть решена только численно.



**Рис. 2.** Временной профиль нормированных частот Раби пробного  $g_p = \frac{G_p(\tau)}{G_{\max}}$  ( $G_{\max}$  – максимальное значение частоты эффективной частоты Раби) и управляющего  $g_c = \frac{G_c(\tau)}{G_{\max}}$  (штриховая кривая) импульсов при различных значениях координаты  $z$  внутри среды: а – на входе в среду  $z = 0$ ,  $G_p(\tau = 0, z = 0) T_p = 20$ ; б – на некотором расстоянии  $z$ ; в – на выходе из среды,  $z = L$ .

При  $K_p = K_c$  из (5) нетрудно показать, что обобщенная частота Раби  $G$  не зависит от координаты  $z$ :

$$G(\tau, z) = G(\tau, z = 0) = G_0(\tau) = \sqrt{|G_{0p}(\tau)|^2 + |G_{0c}(\tau)|^2}. \quad (6)$$

Это означает, что любые изменения в пробном поле компенсируются соответствующими изменениями в управляющем. В этом случае система уравнений (5) сводится к одному уравнению для  $\theta(\tau, z)$ :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{G_0^2(\tau)}{K} \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

Решение (7) можно записать в виде

$$\theta(\tau, z) = \theta_0(Z^{-1}(Z(\tau) - z)) = 0, \quad (8)$$

где  $Z(\tau) = K^{-1} \int_0^\tau G_0^2(\tau', 0) d\tau'$ ,  $Z^{-1}$  – обратная функция к  $Z$ ,  $\theta_0 = \theta(\tau, z = 0)$ .

Зная  $\theta(\tau, z)$ , можно найти

$$\begin{aligned} G_p &= G_0(\tau) \sin[\theta(\tau, z)], \\ G_c &= G_0(\tau) \cos[\theta(\tau, z)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Анализ уравнений (9) (с учетом (8)) показывает, что эволюция пробного импульса зависит от временной формы управляющего импульса на границе среды  $z = 0$ . На рис. 2 приведена временная эволюция частоты Раби пробного и управляющего импульсов при различных значениях координаты  $z$ , описываемая решением (9). Форма импульсов на границе среды  $z = 0$  показана на

рис. 2а. Видно, что в указанных условиях происходит временное сжатие пробного импульса. На выходе из среды длительность пробного импульса существенно уменьшается по сравнению с входной. Физически это можно связать с тем, что в указанных условиях скорость распространения в среде заднего фронта пробного импульса больше, чем переднего. Ограничения на предел сжатия обусловлены конечной шириной окна прозрачности, в котором пробный импульс может распространяться без поглощения, а также условиями адиабатичности.

Картина пространственно-временной эволюции импульсов похожа на распространение адиабатонов [8], но в нашем случае длительность и форма импульсов изменяются по мере распространения. При этом огибающие обоих импульсов изменяются согласованно. Поэтому их можно назвать квазиадиабатонами. Таким образом, можно говорить о когерентном контроле формой пробного импульса управляющим импульсом в условиях ЭИП.

Отметим, что эффект сжатия не зависит от деталей временной структуры управляющего импульса. Достаточно, чтобы имелся участок, где амплитуда увеличивается (адиабатически). Эффект сужения возникает и при линейном законе изменения огибающей управляющего импульса. Если амплитуда управляющего импульса становится постоянной (по времени), то на выходе будем иметь адиабатоны, как в [8].

Полученные результаты хорошо совпадают с результатами численного решения самосогласованной системы уравнений Максвелла–Шредингера (1), (2) в области параметров, где выполняются условия адиабатичности.

Сжатие пробного импульса, продемонстрированное выше, является частным случаем когерентного контроля формы пробного импульса с использованием ЭИП. За счет выбора временной формы управляющего импульса можно, например, уширить импульс, придав ему форму с плоской вершиной, или сделать двугорбым и т.д.

3. Таким образом, теоретически показано, как можно управлять огибающей и длительностью пробного импульса, используя явление ЭИП. Данный способ применим для управления импульсами в широком диапазоне длительностей и в широком спектральном диапазоне длин волн.

Предлагаемый способ когерентного управления временной формой лазерных импульсов может оказаться полезным в оптических коммуникационных технологиях, для обработки оптических сигналов, а также в нелинейной оптике.

Работа поддержана РФФИ (грант 02-02-16325) и Красноярским краевым фондом науки (12F0042с).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. 310 с.
2. Попов А.К. Введение в нелинейную спектроскопию. Новосибирск: Наука, 1983. 274 с.
3. Harris S.E. // Phys. Today. 1997. V. 50. № 7. P. 36–42.
4. Lukin M.D., Hemmer P.H., Scully M.O. // Adv. Atom. Mol. and Opt. Phys. 2000. V. 42. P. 347–385.
5. Matsko A. B., Kocharovskaya O., Rostovtsev Yu. et al. // Adv. Atom. Mol. and Opt. Phys. 2001. V. 46. P. 191–242.
6. Lukin M.D. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 457–472.
7. Kuznetsova E., Kocharovskaya O., Hemmer P. et al. // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. P. 063802.
8. Grobe R., Hioe F. T., Eberly J. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 3183–3186.
9. Arkhipkin V.G., Timofeev I.V. // Phys. Rev. A. 2001. V. 64. P. 051811.
10. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2002. V. 76. В. 1. С. 74–78.
11. Sokolov A.V., Harris S.E. // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 2003. V. 5. P. R1-R26.
12. Kawashima H., Wefers M.M., Nelson K.A. // Annu. Rev. Phys. Chem. 1995. V. 46. P. 627–656.
13. Vitanov N.V., Fleischhauer M., Shore B.W. et al. // Adv. Atom. Mol. and Opt. Phys. 2001. V. 46. P. 55–189.
14. Arimondo E. // Progress Opt. 1996. V. 35. P. 257.