

УДК 535.2

ЗАПИСЬ И СЧИТЫВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

*В. Г. Архипкин*¹, *В. П. Тимофеев*², *И. В. Тимофеев*³

Исследуется эффект пространственной локализации атомной (рамановской) когерентности на запрещённом переходе трёхуровневого атома для двух интенсивных оптических импульсов, когда частоты Раби взаимодействующих импульсов сравнимы по величине. Предлагается использовать эффект для когерентной записи интенсивных световых импульсов. Обсуждаются различные варианты считывания (восстановления) записанного импульса.

ВВЕДЕНИЕ

Концепция атомной когерентности и квантовой интерференции получила развитие во многих областях квантовой и нелинейной оптики, лазерной физики, квантовой химии и др. Эффекты, обусловленные квантовой интерференцией, проявляются особенно ярко, когда атомы находятся в квантовой суперпозиции двух энергетических состояний. Вещество в таком состоянии называют фазонием [1]. Среда, состоящая из таких атомов, становится когерентной и обладает необычными свойствами, многие из которых противоречат интуитивным представлениям. Вещество в когерентном состоянии можно получить, используя такие явления, как когерентное пленение населённостей или адиабатический перенос населённости, которые имеют место при взаимодействии двух когерентных оптических импульсов с трёхуровневой квантовой системой (рис. 1). Эти эффекты приводят к электромагнитно-индуцированной прозрачности.

Явление электромагнитно-индуцированной прозрачности и его проявления на макроскопическом уровне активно исследуются (см., например, обзоры [1–6]). При электромагнитно-индуцированной прозрачности изначально оптически плотная среда становится прозрачной в области одnofотонного резонанса, при этом дисперсия показателя преломления сильно увеличивается. В результате законы распространения световых импульсов кардинально изменяются [7–16] (согласованные импульсы; импульсы, «одетые» полем; адиабатоны). Одним из наиболее ярких примеров является возникновение гигантского уменьшения (до 10^7 раз и более) групповой скорости пробного импульса [4, 5]. Такое сверхмедленное распространение света («медленный свет») уже наблюдали в атомарном газе [17, 18], твёрдом теле [19] и бозе-конденсате [20]. При групповых скоростях $1 \div 100$ м/с происходит сильное пространственное сжатие пробного импульса, в результате чего он локализуется в среде [5]. Изменяя интенсивность управляющего импульса, можно управлять групповой скоростью пробного импульса вплоть до его «остановки». На основе этого явления предложен новый механизм квантовой памяти, основанный на когерентной записи и считывании света [5, 21–23]. В наших работах [14, 24] было показано, что в аналогичных условиях имеет место пространственная локализация в среде атомной (рамановской) когерентности, которая несёт информацию о взаимодействующих импульсах. Также продемонстрирована возможность реверсивной записи и считывания пробного (сигнального) импульса.

В цитированных работах предполагалось, что пробный (сигнальный) импульс значительно слабее, чем управляющий. Его интенсивность такова, что населённость уровней, с которыми он взаимодействует, считается практически неизменной, поэтому задача рассматривалась в линейном приближении по пробному полю, а управляющий импульс считался заданным (неизменным)

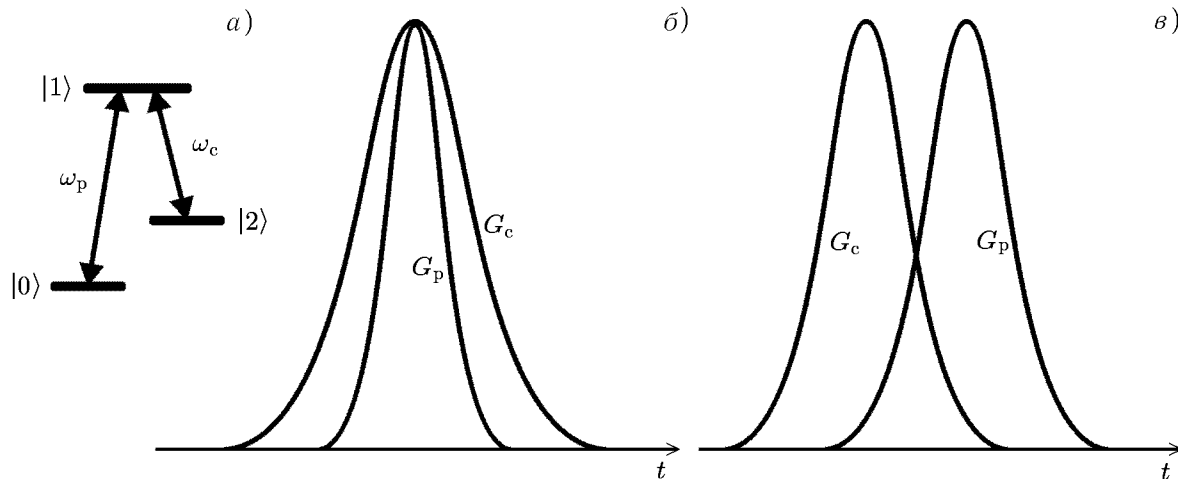


Рис. 1. Трёхуровневые атомы резонансно взаимодействуют с двумя оптическими импульсами; G_p — частота Раби пробного импульса, G_c — управляющего импульса; $|0\rangle$ и $|2\rangle$ — основное и метастабильное состояния соответственно, $|1\rangle$ — промежуточное (возбуждённое) состояние

при распространении в среде. В данной работе обсуждается случай, когда интенсивности взаимодействующих импульсов сравнимы, а их длительности меньше всех времён релаксации среды. Здесь нелинейность среды по отношению к пробному импульсу становится важной, и это может приводить к изменению обоих импульсов в процессе распространения. Рассматриваются две возможности. Первая основана на эффекте когерентного пленения населённости [1, 2], который имеет место для последовательности импульсов, изображённой на рис. 1б. Здесь длительность управляющего импульса больше пробного, а их максимальные значения достигаются в один и тот же момент времени. Во втором случае используется явление адиабатического переноса населённости, когда импульсы имеют одинаковую длительность, но частично перекрываются, причём управляющий импульс включается и выключается раньше, чем пробный (рис. 1в). Такую последовательность импульсов называют контринтуитивной, а явление — стимулированным рамановским адиабатическим прохождением [6]. С математической точки зрения оба эффекта описываются одинаково, т. к. они имеют одну и ту же природу. Различие между ними состоит в том, что после окончания действия импульсов в первом случае атомная подсистема возвращается в исходное (основное) состояние, тогда как во втором случае большая часть атомов оказывается в состоянии $|2\rangle$, но в обоих случаях возникает электромагнитно-индуцированная прозрачность — импульсы не поглощаются на резонансных переходах, с которыми взаимодействуют.

В адиабатическом приближении пространственно-временная эволюция коротких импульсов в условиях когерентного пленения населённости и адиабатического переноса населённости изучалась в работах [14–16]. В данной работе мы обращаем внимание на эффект пространственной локализации атомной (рамановской) когерентности и предлагаем его использовать для когерентной записи интенсивных световых импульсов. Основная идея заключается в следующем. При распространении импульсов в среде, состоящей из трёхуровневых атомов, в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности одновременно с перекачкой энергии пробного импульса в управляющий в среде индуцируется и пространственно локализуется атомная когерентность, наведённая на дипольно запрещённом переходе $|0\rangle$ — $|2\rangle$. Её пространственный профиль содержит информацию о взаимодействующих импульсах. Если послать прошедший управляющий импульс обратно в среду, он будет рассеиваться на атомной когерентности, и в результате возникнет импульс, подобный (при определённых условиях — идентичный) пробному импульсу. В отличие от [21, 24] здесь мы считаем, что частоты Раби взаимодействующих импульсов сравнимы по величине.

Также обсуждаются некоторые варианты считывания (восстановления) записанного импульса.

1. ЗАПИСЬ И СЧИТЫВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ОСНОВЕ ДИНАМИЧЕСКОГО КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЁННОСТИ

Сначала рассмотрим случай, изображенный на рис. 1б, когда импульсы полностью перекрываются и их максимумы совпадают. Импульсы распространяются в одном направлении вдоль оси z . Уровни $|0\rangle, |1\rangle$ и $|1\rangle, |2\rangle$ связываются пробным (сигнальным) импульсом $G_p = [G_p(t)/2] \times \exp[-i(\omega_p t - k_p z)] + \text{к.с.}$ и управляющим импульсом $G_c = [G_c(t)/2] \exp[-i(\omega_c t - k_c z)] + \text{к.с.}$ соответственно. Предполагается, что длительности импульсов T_p и T_c много меньше всех времён релаксации атома и $T_p < T_c$. Переход $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ дипольно запрещён (нерадиационный).

Уравнения Максвелла–Шрёдингера в системе координат с локальным временем $\tau = t - z/c$ имеют вид

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

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

Уравнения записаны в предположении нулевых однофотонных отстроек: $\omega_c - \omega_{10} = 0$, $\omega_p - \omega_{12} = 0$, где ω_{10} и ω_{12} — частоты переходов между уровнями $|1\rangle, |0\rangle$ и $|1\rangle, |2\rangle$ соответственно; a_0, a_1 и a_2 — амплитуды вероятностей соответствующих состояний; $G_p = d_{10} E_p(t)/(2\hbar)$ и $G_c = d_{21} E_c(t)/(2\hbar)$ — частоты Раби, зависящие от времени, E_p и E_c — амплитуды пробного и управляющего импульсов; $K_p = \pi \omega_p |d_{10}|^2 N/(\hbar c)$ и $K_c = \pi \omega_c |d_{12}|^2 N/(\hbar c)$ — коэффициенты связи (для простоты далее будем рассматривать случай $K_p = K_c \equiv K$); N — атомная концентрация, d_{10} и d_{12} — матричные элементы электрического дипольного момента, ω_p, ω_c и k_p, k_c — несущие частоты и волновые числа (в вакууме), c — скорость света в вакууме. Все атомы изначально находятся в основном состоянии $|0\rangle$: $a_0(-\infty, z) = 1$, $a_1(-\infty, z) = a_2(-\infty, z) = 0$. Для численных демонстраций используется гауссова форма импульсов на входе в среду (при $z = 0$).

В адиабатическом приближении с учётом неадиабатической поправки решение системы (1) имеет вид

$$a_0 \approx G_c(\tau)/G(\tau), \quad a_1 \approx G_p^{-1} \partial(G_c/G)/\partial \tau \approx -G_c^{-1} \partial(G_p/G)/\partial \tau, \quad a_2 \approx G_p(\tau)/G(\tau), \quad (3)$$

где $G = \sqrt{G_p^2 + G_c^2}$ — обобщённая частота Раби. В общем случае G_p и G_c зависят от координаты z . Критерием применимости адиабатического приближения является неравенство [9–11]

$$\left| \frac{G_p \partial G_c / \partial \tau - G_c \partial G_p / \partial \tau}{G^3} \right| \ll 1. \quad (4)$$

С учётом распространения импульсов критерий адиабатичности проанализирован в [14], где, в частности, показано, что в случае $K_c = K_p$ условие (4) в процессе распространения импульсов сохраняется, если оно выполнено на входе в среду.

Решения для амплитуд вероятности удобно представить в виде

$$a_0 = \cos[\theta(\tau)], \quad a_2 = -\sin[\theta(\tau)], \quad a_1 = (G_c \dot{G}_p - G_p \dot{G}_c)/G^3 = \dot{\theta}/G, \quad (5)$$

где угол смещения $\theta(\tau)$ определяется соотношением $\text{tg}[\theta(\tau)] = G_p(\tau)/G_c(\tau)$, $\dot{\theta} = \partial\theta/\partial\tau$.

Из (4) и (5) следует, что в адиабатическом пределе $|a_1| = |\dot{\theta}/G| \ll 1$, т. е. населённость промежуточного состояния близка к нулю на протяжении всего взаимодействия. Это означает, что поглощение на переходах $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ практически отсутствует.

Используя (5), уравнения (2) удобно записать в следующей форме:

$$\partial G_p / \partial z = -K_p \cos \theta(G) / \dot{\theta}, \quad \partial G_c / \partial z = K_c \sin \theta(G) / \dot{\theta}. \quad (6)$$

При $K_c = K_p = K$ обобщённая частота Раби $G(\tau, z)$ не зависит от координаты z : $G(\tau, z) = G(\tau, 0) \equiv G_0(\tau)$ [14]. Это условие совпадает с определением импульсов, «одетых» полем (dressed field pulses) [8]. В этом случае $\theta(\tau, z)$ удовлетворяет следующему уравнению:

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

Решение уравнения (7) имеет вид

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

где $Z(\tau) = K^{-1} \int_{-\infty}^{\tau} G^2(0, \tau') d\tau'$, $Z^{-1}(\tau)$ — обратная к $Z(\tau)$ функция, $\theta_0 = \theta(\tau, z = 0)$.

Зная θ , можно найти G_p , G_c и атомную когерентность $\rho_{20} = a_2 a_0^*$:

$$G_c = G \cos \theta, \quad G_p = G \sin \theta, \quad (9)$$

$$\rho_{20} = -\sin[2\theta(\tau, z)] / 2. \quad (10)$$

На рис. 2 показана пространственно-временная эволюция нормированной частоты Раби пробного импульса $g_p = G_p T_p$ и атомной когерентности ρ_{20} по мере распространения импульсов в среде. При распространении пробного импульса его амплитуда постепенно уменьшается, а форма огибающей изменяется и становится несимметричной. При этом часть его энергии перекачивается в управляющий импульс, а часть запасается в атомной когерентности ρ_{20} , которая имеет характерное пространственное распределение.

Таким образом, по мере распространения временная огибающая пробного импульса трансформируется в пространственное распределение когерентности в среде. Поэтому можно говорить о пространственной локализации атомной когерентности в среде, причём её пространственный профиль содержит информацию о взаимодействующих импульсах. Амплитуда и область локализации зависят от соотношения амплитуд G_p^0 и G_c^0 импульсов на входе в среду. Максимальная амплитуда ρ_{20} достигается, когда $G_p^0 = G_c^0$. При $G_p^0 \ll G_c^0$ область пространственной локализации минимальна и возрастает с увеличением G_p^0 , причём заметное увеличение происходит, когда амплитуда G_p^0 становится сравнимой с G_c^0 .

Это явление предлагается использовать для записи и хранения пробного импульса в среде с последующим считыванием (восстановлением). Под записью понимают преобразование пробного (сигнального) импульса в атомную когерентность (недиагональный элемент матрицы плотности ρ_{20}), время жизни которой определяется временем её релаксации и может составлять на нерадиационных (дипольно запрещённых) переходах от микро- до миллисекунд и более.

Считывание (восстановление) записанного пробного импульса можно осуществить, подавая на вход среды прошедший управляющий импульс, который будем называть считывающим. Он рассеивается на атомной когерентности, формируя на выходе импульс, подобный сигнальному. Таким образом, имеет место обратное преобразование атомной когерентности в свет. На рис. 3 изображены зависимости частот Раби пробного и восстановленного импульсов от нормированных времени и координаты (рис. 3а), а также поведение недиагонального элемента матрицы плотности (рис. 3б) при записи и считывании. Считанный импульс подобен пробному. Отметим, что время задержки считывающего импульса должно быть меньше времени жизни когерентности.

Процесс считывания описывается уравнениями, аналогичными (1) и (2), но начальные и граничные условия задаются в виде $G_p = 0$, $G_c = G_c(\tau)$ на границе среды $z = 0$, а угол смещения $\theta_0 = \theta_0(z)$ в момент времени, соответствующий началу считывания.

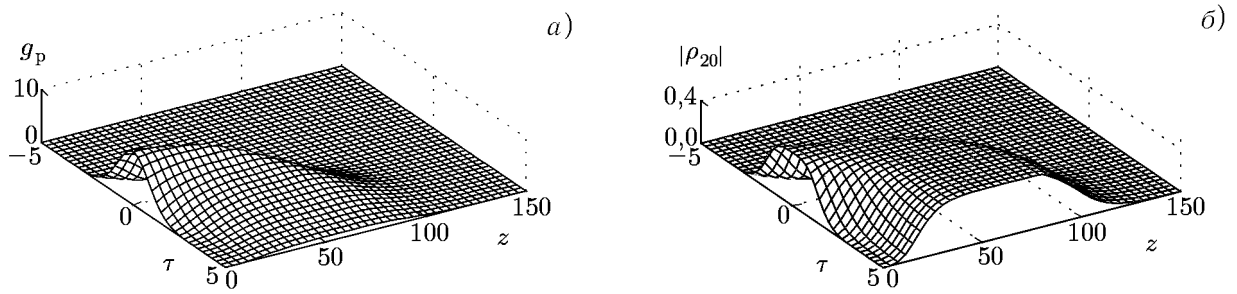


Рис. 2. Пространственно-временная зависимость нормированной частоты Раби $g_p = G_p T_p$ пробного импульса (а) и атомной когерентности ρ_{20} (б) при распространении импульсов в среде. Пространственный профиль ρ_{20} несёт информацию об импульсах. На границе среды $z = 0$ амплитуды импульсов $g_p^0 = g_c^0 = 10$, а отношение длительностей импульсов $T_c/T_p = 3$. Здесь и далее время измеряется в единицах длительности пробного импульса, а координата — в длинах линейного поглощения

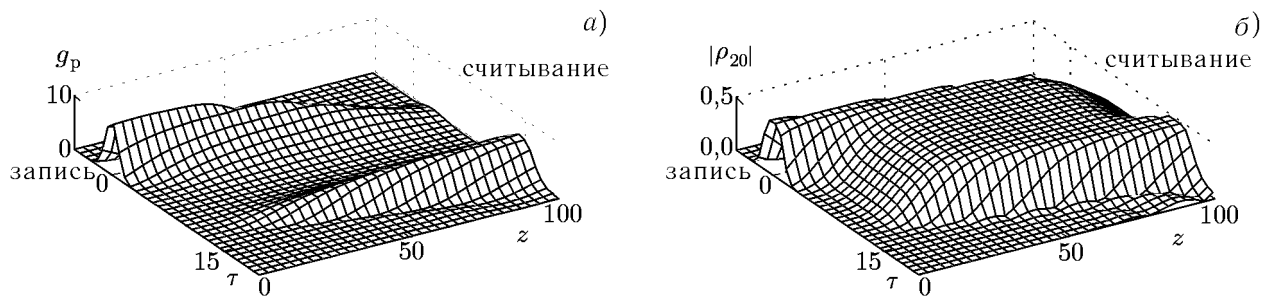


Рис. 3. Пространственно-временная эволюция нормированной частоты Раби $g_p = G_p T_p$ пробного импульса (а) и атомной когерентности ρ_{20} (б) при записи и считывании. Считывающий импульс подаётся в том же направлении, что и управляющий (записывающий)

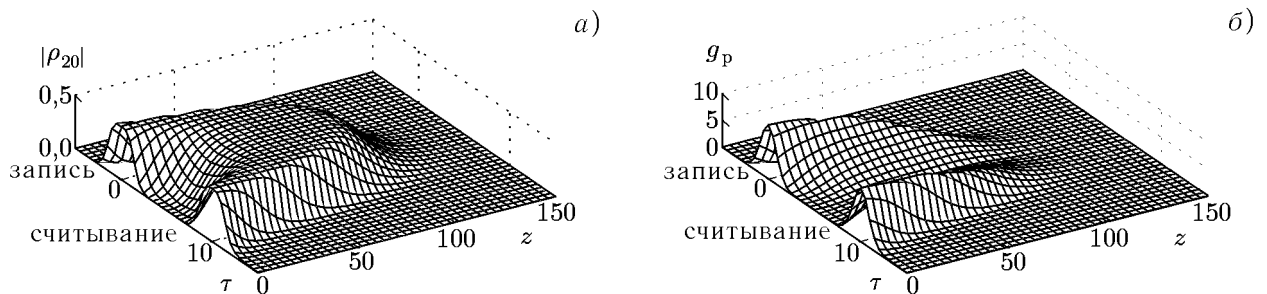


Рис. 4. Пространственно-временная зависимость нормированной частоты Раби $g_p = G_p T_p$ пробного импульса (а) и атомной когерентности ρ_{20} (б) при записи и считывании. Считывающий импульс подаётся в направлении, противоположном направлению при записи

Считывающий импульс можно посылать и в направлении, противоположном тому, которое было при записи. Для этого на выходе среды достаточно поставить зеркало, отражающее прошедший управляющий импульс назад. Отражённый импульс и будет играть роль считывающего импульса. Его рассеяние на атомной когерентности также ведёт к регенерации сигнального импульса. Однако в этом случае эффективное восстановление требует, чтобы несущие частоты импульсов отличались незначительно. В таком варианте процесс считывания также описывается системой уравнений (1) и (2), однако теперь под G_c и G_p следует понимать считывающий и восстановленный импульсы, а под z и τ подразумевают $z' = L - z$, $\tau' = t - z'/c$ соответственно,

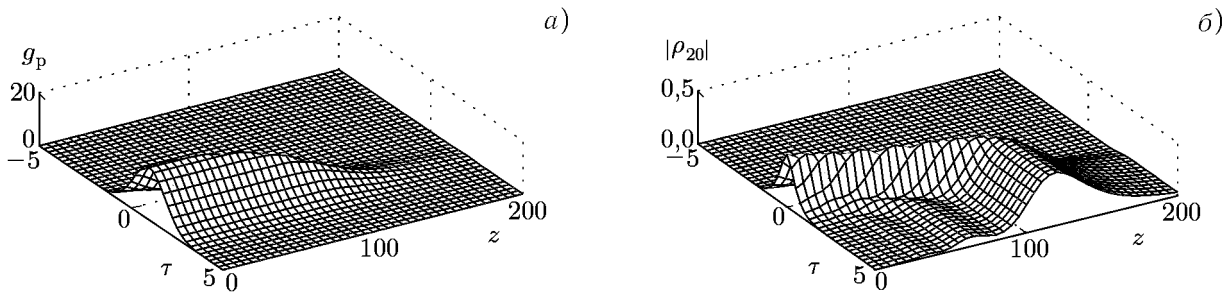


Рис. 5. Пространственно-временная зависимость нормированной частоты Раби $g_p = G_p T$ пробного импульса (а) и атомной когерентности ρ_{20} (б) при распространении импульсов в среде; T — длительность импульса, $g_p^0 = g_c^0 = 20$

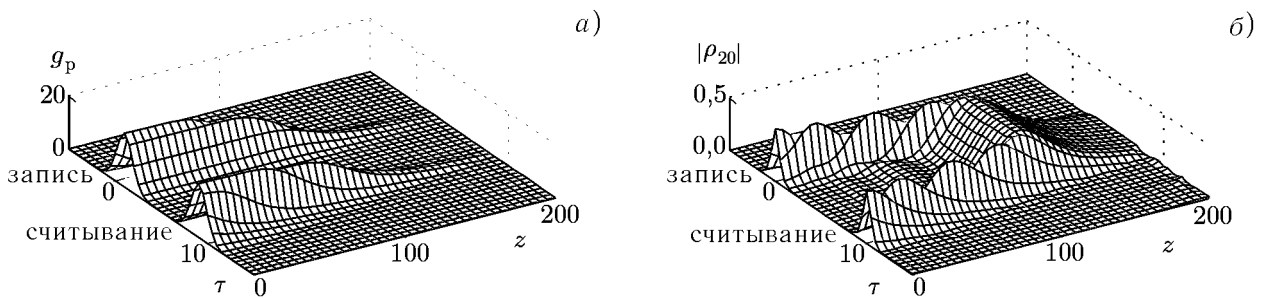


Рис. 6. Пространственно-временная зависимость нормированной частоты Раби $g_p = G_p T$ пробного импульса (а) и атомной когерентности ρ_{20} (б) при записи и считывании. В качестве считывающего импульса используется прошедший через среду управляющий импульс, отражённый обратно с помощью зеркала

где L — длина среды. Граничные условия для полей задаются в выходной плоскости среды $z = L$: считываемое поле равно нулю, а в качестве считывающего поля выступает отражённое в обратном направлении управляющее поле.

Пространственно-временная эволюция атомной когерентности и частоты Раби пробного и считанного импульсов в процесс записи и считывания в данном варианте показана на рис. 4. Отметим, что результаты численных расчётов на основе уравнений (1), (2) и по формулам (7)–(9) хорошо совпадают.

2. ЗАПИСЬ И СЧИТЫВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ОСНОВЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПЕРЕНОСА НАСЕЛЁННОСТИ

В адиабатическом приближении характер взаимодействия импульсов не зависит (качественно) от формы импульсов, однако зависит от последовательности их включения и выключения. Поэтому рассмотрим теперь ситуацию с конфигурацией импульсов на входе в среду, изображенной на рис. 1в. В этом случае имеет место адиабатический перенос населённости, который, в отличие от когерентного пленения населённости, приводит к тому, что практически все атомы переносятся в состояние $|2\rangle$. При этом в некоторый момент времени наводится большая когерентность на переходе $|0\rangle$ – $|2\rangle$. Особенности распространения импульсов в условиях адиабатического переноса населённости анализировались в работах [15, 16].

Эффект адиабатического переноса населённости также можно использовать для когерентной записи пробного импульса с последующим считыванием через некоторый промежуток времени,

который не должен превышать время жизни атомной когерентности, описываемой соответствующим недиагональным элементом матрицы плотности. В данном случае процесс записи пробного импульса на атомной когерентности производится так же, как описано выше. На рис. 5 показана пространственно-временная эволюция частоты Раби пробного импульса и атомной когерентности в процессе распространения импульсов в среде. По мере распространения в среде пробный импульс перекачивается в управляющий, который становится «двугорбым» [15] (он здесь не показан, см. [15, 16]), а атомная когерентность пространственно локализуется в части среды.

Наиболее просто восстановить пробный импульс можно, если прошедший управляющий импульс отразить от зеркала и направить обратно в среду. Процесс считывания описывается аналогично случаю когерентного пленения населённости. На рис. 6 показана пространственно-временная зависимость частоты Раби пробного и считанного импульсов, а также атомной когерентности при записи и считывании.

Отметим, что, в принципе, можно считывать, подавая считывающий импульс в том же направлении, что и записывающий, но при этом он должен иметь частоту ω_p и форму прошедшего управляющего импульса. Считанный импульс будет иметь частоту ω_c .

Работа поддержана РФФИ (грант № 02–02–16325а) и программой «Университеты России» (проект УР.01.01.003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Harris S. E. // Phys. Today. 1997. V. 50, No. 7. P. 36.
2. Arimondo E. // Progress in Optics / Ed. by E. Wolf. 1996. V. 35. P. 257.
3. Lukin M. D., Hemmer P. R., Scully M. O. // Adv. in At., Mol. and Opt. Phys. 2000. V. 42. P. 347.
4. Matsko A. B., Kocharovskaya O., Rostovtsev Yu., et al. // Adv. in At., Mol. and Opt. Phys. 2001. V. 46. P. 191.
5. Lukin M. D., Imamoglu A. // Nature. 2001. V. 412. P. 273.
6. Vitanov N. V., Fleischhauer M., Shore B. W., Bergmann K. // Adv. in At., Mol. and Opt. Phys. 2001. V. 46. P. 55.
7. Harris S. E. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 52.
8. Eberly J. H., Pons M. L., Haq H. R. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 56.
9. Grobe R., Hioe F. T., Eberly J. H. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 3181.
10. Eberly J. H. // Quantum Semiclass. Opt. 1995. V. 7. P. 373.
11. Fleischhauer M., Manka A. // Phys. Rev. A. 1996. V. 54. P. 794.
12. Архипкин В. Г., Манушкин Д. В., Тимофеев В. П. // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. С. 1084.
13. Архипкин В. Г., Тимофеев И. В. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. С. 180.
14. Arkhipkin V. G., Timofeev I. V. // Phys. Rev. A. 2001. V. 64. Article no. 053811.
15. Архипкин В. Г., Тимофеев И. В. // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 91. С. 623.
16. Grigoryan G. G., Pashayan Y. T. // Phys. Rev. A. 2001. V. 64. Article no. 013816.
17. Kash M. M., Sautenkov V. A., Zibrov A. S., et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 5229.
18. Budker D., Kimbal D., Rochester S., et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1767.
19. Turukhin A. V., Sudarshanam M. S., et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. Article no. 023602.
20. Haus L. V., Harris S. E., Dutton Z., et al. // Nature. 1999. V. 397. P. 594.
21. Fleischhauer M., Lukin M. D. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5094.
22. Phillips D. F., Fleischhauer M., Maier A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 7834.
23. Liu Ch., Dutton Z., Behroozi C. H., et al. // Nature. 2001. V. 409. P. 490.

24. Архипкин В. Г., Тимофеев И. В. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76, вып. 1. С. 74.

¹ Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН;

Поступила в редакцию

² Красноярский государственный технический
университет;

19 января 2004 г.

³ Красноярский госуниверситет,
г. Красноярск, Россия

RECORDING AND READING OF INTENSIVE OPTICAL PULSES BASED ON THE INDUCED TRANSPARENCY

V. G. Arhipkin, V. P. Timofeev, and I. V. Timofeev

The effect of spatial localization of atomic (Raman) coherence at the prohibited transition of a three-level atom is studied for two intense optical pulses with comparable Rabi frequencies. We propose to use this effect for coherent recording of intense optical pulses. Various schemes of reading of a recorded pulse are considered.