

Электромагнитно индуцированная прозрачность: запись, хранение и считывание коротких световых импульсов

В. Г. Архипкин¹⁾, И. В. Тимофеев

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

Красноярский государственный университет, 660041 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 8 мая 2002 г.

В адиабатическом приближении исследована пространственно-временная динамика распространения слабого пробного импульса в оптически плотной среде трехуровневых атомов в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности. Обнаружен эффект пространственной локализации в среде атомной когерентности, наведенной на дипольно-запрещенном переходе. С использованием этого эффекта рассмотрена реверсивная запись (считывание) коротких импульсов света. Предложен способ обращения импульса света по времени.

PACS: 03.67.–a, 42.50.Gy, 42.65.Tg

1. Электромагнитно индуцированная прозрачность (ЭИП) – это явление, обусловленное квантовой интерференцией, которое превращает обычную поглощающую среду в прозрачную для пробного резонансного излучения в присутствии управляющего когерентного поля, взаимодействующего со смежным переходом. Эффект был предсказан и экспериментально наблюдался еще в конце 60-х – начале 70-х годов (нелинейный интерференционный эффект, см., например, [1, 2]). В настоящее время эффект ЭИП исследуется в различных контекстах и получил широкое развитие. Например, для усиления и генерации света без инверсии населенности [3]; в нелинейной оптике, в том числе при энергии взаимодействующих излучений соответствующей нескольким фотонам (“один фотон на один атом”) [4, 5]; при генерации субфемтосекундных импульсов [6]; для управления атомной когерентностью [3, 7] и др.

ЭИП приводит к необычным законам распространения резонансных импульсов в среде – согласованные импульсы [8, 9], импульсы, одетые полем [10], и адиабатоны [11], которые распространяются без поглощения и изменения своей формы на расстояния, превышающие длину линейного поглощения на несколько порядков по величине (см. также [12–15]), а также к гигантскому (в 10^7 раз и более) замедлению групповой скорости светового импульса (“медленный свет”). В недавних экспериментах ультра-медленное распространение наблюдали в бозе-эйнштейновском конденсате атомов натрия (~ 17 м/с

[16] и ~ 1 м/с [17]), в парах рубидия (~ 90 м/с [18] и ~ 8 м/с [19]), в кристалле Pr:Y₂SiO₅ (~ 45 м/с) [20].

Более того, возможна полная “остановка” светового импульса [21] (динамическая ЭИП), обсуждается возможность получения отрицательной групповой скорости [22]. При малой скорости (десятки и менее м/с) пробный импульс пространственно сжимается и локализуется в среде. На этой основе авторы [23] предложили и экспериментально продемонстрировали в парах рубидия способ записи, хранения и восстановления (считывания) световых импульсов, время включения и выключения которых много больше времени жизни промежуточного состояния. В работе [24] подобная идея реализована в бозе-конденсате атомов натрия.

В данной работе обсуждается возможность записи, хранения и считывания света в случае, когда импульсы имеют длительность, меньшую всех времен релаксации среды (короткие импульсы). При этом изначально не предполагается, что сигнальный импульс пространственно локализуется в среде. Мы рассматриваем случай распространения слабого пробного (сигнального) импульса с частотой ω_p в трехуровневой оптически плотной среде в присутствии сильного управляющего (записывающего) импульса с частотой ω_c , резонансно взаимодействующего со смежным переходом $|2\rangle - |1\rangle$ (рис.1). Нижнее состояние атомов $|0\rangle$ является основным, а состояние $|2\rangle$ – метастабильным. Импульсы предполагаются плоскими волнами, $E_{p,c} = 1/2 E_{p,c} \exp[-i(\omega_{p,c}t - k_{p,c}z)] + \text{к.с.}$ распространяющимися в одном направлении вдоль оси z ($k_{p,c}$ – модуль волнового вектора пробного и управляющего

¹⁾e-mail: avg@iph.krasn.ru

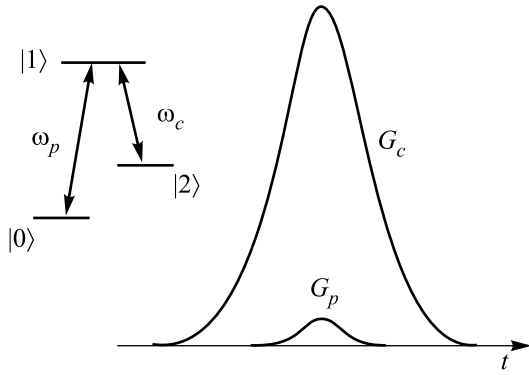


Рис.1. Схема уровней атомов и конфигурация взаимодействующих световых импульсов на входе среды $z = 0$

импульса, соответственно). Интенсивность пробного импульса много меньше интенсивности управляющего импульса и практически не изменяет населенности уровней, с которыми взаимодействует. На входе в среду форма импульсов может быть разной, но их длительности удовлетворяют условию $T_c > T_p$, где T_c и T_p – длительности управляющего и пробного импульсов, соответственно.

В работе анализируются особенности пространственно-временной эволюции пробного импульса и атомной (рамановской) когерентности, наведенной на переходе $|0\rangle - |2\rangle$, в оптически плотной среде в условиях ЭИП. Демонстрируется пространственная локализация атомной когерентности в среде, и на этой основе рассматривается возможность записи, хранения и считывания световых импульсов путем их преобразования в атомную когерентность и обратно.

2. Сначала рассмотрим пространственно-временную эволюцию атомной когерентности в условиях ЭИП. Взаимодействие оптических полей с трехуровневой квантовой системой описывается стандартной системой уравнений Максвелла-Блоха, которая решается самосогласованно. В системе координат с локальным временем $\tau = t - z/c$ и в первом порядке теории возмущений по пробному полю G_p она имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{10}}{\partial \tau} &= i(G_p \rho_0 + G_c \rho_{20}), \\ \frac{\partial \rho_{20}}{\partial \tau} &= iG_c^* \rho_{10}, \quad \frac{\partial G_p}{\partial z} = iK_p \rho_{10}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_{ij} и d_{ij} – недиагональный элемент матрицы плотности и дипольный момент переходов; $2G_p = d_{10} E_p(t) \hbar$, $2G_c = d_{12} E_c(t) \hbar$ – частоты Раби, $K_p = (\pi \omega_p N |d_{10}|^2 / c \hbar)$ – постоянная распространения; N – концентрация атомов.

Система уравнений (1) записана в предположении, что несущие частоты импульсов резонансны переходам, с которыми они взаимодействуют. В момент включения полей все атомы находятся в основном состоянии $|0\rangle$ ($\rho_0 = 1$, $\rho_{1,2} = 0$, $\rho_{0,1,2}$ – населенности соответствующих уровней), а длительности импульсов удовлетворяют следующим условиям: $T_p \ll \Gamma_{10}^{-1}$, $T_c \ll \Gamma_{20}^{-1}$, $\Gamma_{10} \gg \Gamma_{20}$ (Γ_{10} и Γ_{20} – полуширины переходов $|1\rangle - |0\rangle$ и $|2\rangle - |0\rangle$), $T_c > T_p$, а также условию адиабатичности $G_c^0 T_p \gg 1$ (см., например, [25]).

Далее будем считать, что частота Раби управляющего импульса G_c является заданной по времени величиной и явно не зависит от координаты z . Для численных расчетов используем гауссову форму импульсов на входе в среду ($z = 0$): $G_p(t) = G_p^0 \exp(-\ln 2 \cdot t^2 / 2T_p^2)$, $G_c(t) = G_c^0 \exp(-\ln 2 \cdot t^2 / 2T_c^2)$, $G_p^0 \ll G_c^0$.

Решение для ρ_{10} и ρ_{20} из системы (1) в адиабатическом приближении (с учетом первой неадиабатической поправки к ρ_{10}) можно представить в виде

$$\rho_{20} = -\frac{G_p(\tau, z)}{G_c(\tau)}, \quad \rho_{10} = -\frac{i}{G_c^*(\tau)} \frac{\partial \rho_{20}}{\partial \tau}. \quad (2)$$

Дифференцируя ρ_{20} по z и используя третье уравнение системы (1), можно получить уравнение, описывающее пространственную эволюцию недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{20} :

$$\frac{\partial \rho_{20}}{\partial \tau} + \frac{G_c^2(\tau)}{k_p} \frac{\partial \rho_{20}}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

При выводе (3) предполагается, что G_c является действительной величиной и явно не зависит от z . Параметр G_c^2/k_p имеет смысл скорости распространения когерентности ρ_{20} в среде. Граничное условие задается в виде $\rho_{20}^0 = \rho_{20}(\tau, z = 0) = -G_p(\tau, z = 0)/G_c(\tau)$.

Уравнение (3) можно решить, например, методом характеристик. Решение имеет вид

$$\rho_{20}(\tau, z) = \rho_{20}^0(Z^{-1}(Z(\tau) - z)), \quad (4)$$

где $Z(\tau) = k_p^{-1} \int_{-\infty}^{\tau} G_c^2(\tau') d\tau'$, Z^{-1} – обратная функция $Z(\tau)$.

Пространственно-временная эволюция атомной когерентности ρ_{20} и пробного импульса $g_p = G_p T_p$ показана на рис.2. Видно, что по мере распространения в глубь среды скорость распространения пробного импульса замедляется, а его энергия постепенно уменьшается из-за перекачки в управляющий импульс. При этом когерентность, описываемая недиагональным элементом матрицы плотности ρ_{20} , пространственно локализуется в среде, а ее пространственный профиль подобен форме сигнального

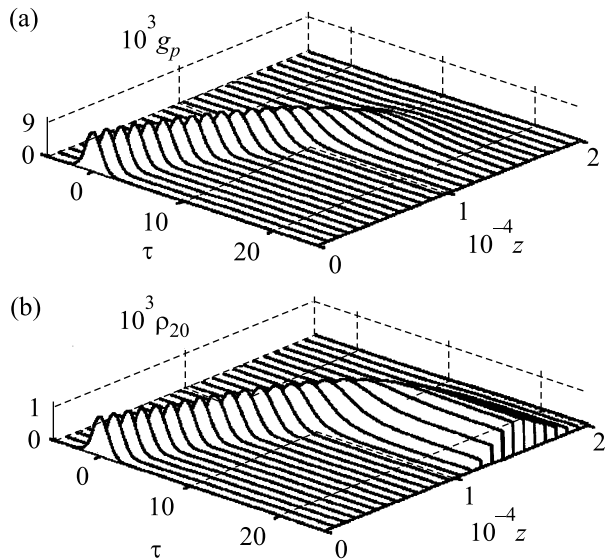


Рис.2. Зависимости атомной когерентности ρ_{20} (a) и нормированной частоты Раби $g_p = G_p T_p$ пробного поля (b) от времени в разных точках среды. $G_c^0 T_p = 10$, $T_c/T_p = 10$. Время измеряется в единицах длительности пробного импульса, а длина – в длинах линейного поглощения

импульса на входе. Это также можно рассматривать как фазовую решетку, наведенную в среде распространяющимися импульсами. Сравнение численных результатов для ρ_{20} с данными, полученными по формуле (4), показывает, что они находятся в хорошем согласии друг с другом.

Полученные результаты имеют определенное отношение к предсказанным в работе [21] и дают другой взгляд на рассматриваемую проблему. Отличие состоит в том, что, во-первых, мы рассматриваем случай коротких импульсов с длительностью, меньшей времени релаксации среды. Во-вторых, что более важно, рассматривается случай с заданными граничными условиями. При таком подходе изначально не предполагается пространственной локализации пробного импульса в среде, как в [21], где задавалось пространственное распределение пробного импульса по среде в начальный момент времени. Мы же задаем распределение импульсов по времени на границе среды $z = 0$, то есть решаем граничную задачу. Такая постановка, на наш взгляд, является более естественной и позволяет проследить, как происходит замедление импульса и пространственная локализация атомной когерентности.

3. Пространственное распределение атомной когерентности по среде содержит информацию о пробном импульсе. Это можно использовать для записи и хранения пробного импульса света в среде с последу-

ющим считыванием. Под записью понимают преобразование пробного (сигнального) импульса в атомную когерентность ρ_{20} , время жизни которой определяется временем ее релаксации и может составлять миллисекунды и более. Если подать в среду считывающий световой импульс, задержанный по времени относительно управляющего, то на выходе получим импульс, который возникает в результате рассеяния считывающего импульса на атомной когерентности, то есть имеет место обратное преобразование атомной когерентности в свет (процесс считывания).

Свойства восстановленного импульса зависят от считывающего импульса. В случае, когда считывающий импульс идентичен управляющему (записываемому) и распространяется в том же направлении, восстановленный (считанный) импульс будет точной копией сигнального, как это проиллюстрировано на рис.3. За время жизни атомной коге-

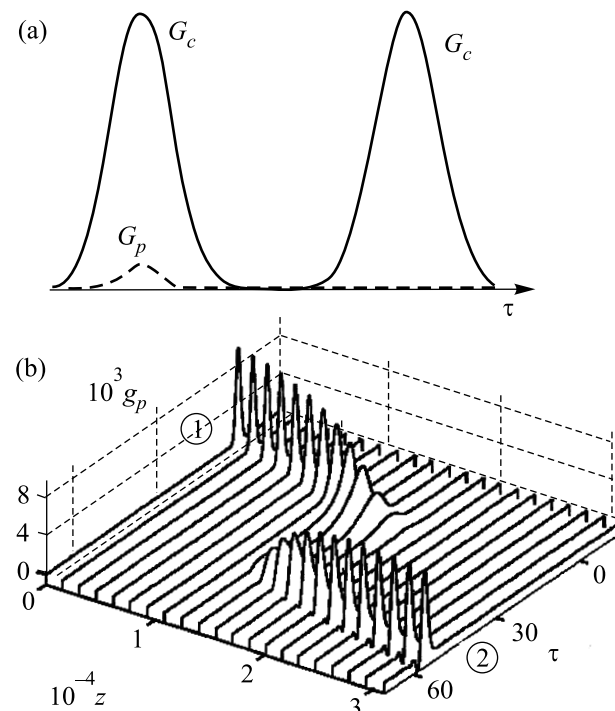


Рис.3. (a) Сигнальный (G_p), записывающий (G_c) и считывающий (G_c) импульсы на входе в среду $z = 0$. (b) Запись (цифра 1 в кружке) сигнального импульса G_p и его считывание (цифра 2 в кружке) импульсом G_c . Условия как на рис.2

рентности считывание можно производить неоднократно (см. рис.4). Представленные зависимости рассчитывались численно с использованием уравнения (1), но здесь уже под G_p и G_c следует понимать считанный (восстановленный) и считывающий импульсы, соответственно. Начальные и граничные

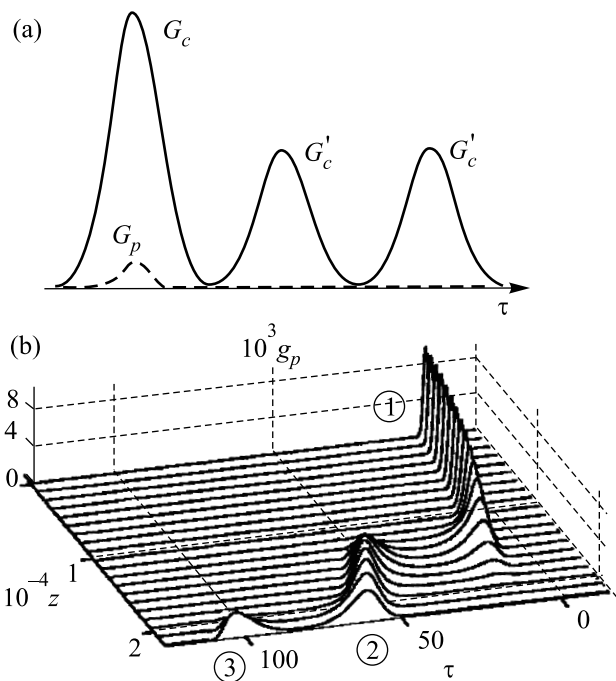


Рис.4. Двойное считывание записанного импульса. (а) Сигнальный (G_p), записывающий (G_c) и считывающие (G'_c) импульсы на входе в среду $z = 0$. (б) Зависимости от времени в разных точках среды сигнала импульса G_p в процессе записи (цифра 1 в кружке) и в процессе считывания (цифры 2 и 3 в кружках). Условия как на рис.2

условия задавались в виде $G_p = 0$, $G_p = G_p(\tau)$ на границе среды $z = 0$ и наведенная когерентность $\rho_{20} = \rho_{20}(z)$ в момент времени, соответствующий началу считывания τ_0 .

Когда частоты переходов ω_{10} и ω_{12} близки, восстановить записанный импульс можно, посылая считывающий импульс в направлении, противоположном первоначальному направлению, которое было при записи. Процесс считывания описывается уравнениями подобными (1), в которых под G_p и G_c следует понимать восстановленный и считывающий импульсы, соответственно, а τ и z надо заменить на $\tau' = t - z'/c$ и $z' = L - z$, соответственно, где L – длина среды. Граничные условия на поля задаются на выходной плоскости среды $z = L$: считываемое поле равно нулю, а в качестве считывающего поля можно использовать отраженное от зеркала записывающее поле. Начальным условием для ρ_{20} служит пространственное распределение $\rho_{20}(\tau, z)$, наведенное в процессе записи, которое необходимо задать в системе координат τ', z' . Результат считывания показан на рис.5. Интересно отметить, что восстановленный импульс обращен по времени, то есть передний и задний фрон-

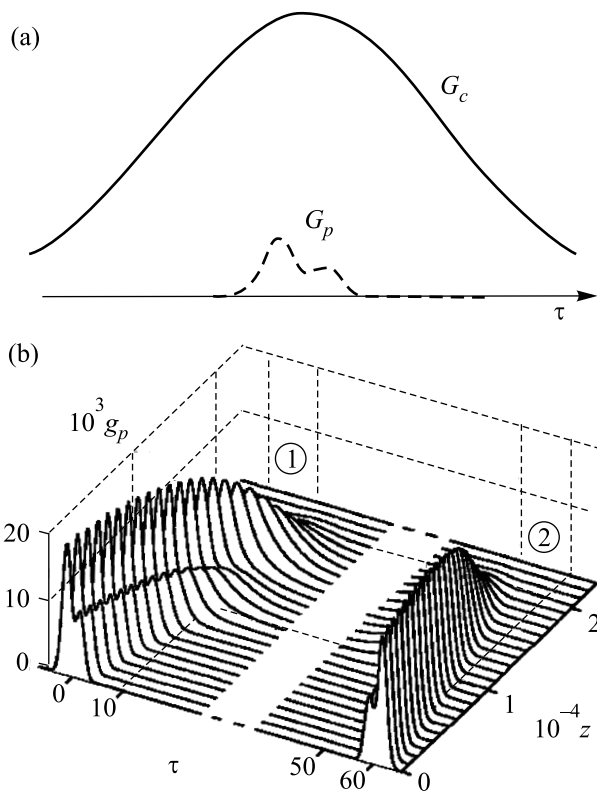


Рис.5. Считывание с обращением времени, считывающий импульс распространяется в направлении противоположном записывающему. (а) Сигнальный (G_p) и записывающий (G_c) импульсы на входе в среду $z = 0$. (б) Зависимость сигнала импульса от времени в различных точках среды в процессе записи (цифра 1 в кружке); то же самое при восстановлении импульса (цифра 2 в кружке)

ты импульса меняются местами, как видно из данного рисунка. Обращение по времени обусловлено тем, что информация о переднем фронте импульса содержится в переднем (пространственном) фронте атомной когерентности, который проник в среду глубже, чем задний, в котором содержится информация о заднем (временном) фронте пробного импульса (см., рис.2б). Очевидно, что рассеянная часть импульса на хвосте атомной когерентности выйдет из среды раньше, чем рассеянная на передней части, потому что скорость распространения восстановленного импульса меньше, чем считывающего. Аналогичные результаты имеют место и в случае, когда $T_c/T_p < 10$, с той лишь разницей, что область локализации когерентности ρ_{20} занимает большую часть среды.

Так как рассеяние считывающего импульса на атомной когерентности не зависит от его частоты, можно использовать считывающие импульсы с несущей частотой ω_1 , отличной от частоты управляю-

щего (записывающего) поля. В этом случае восстановленный импульс будет иметь смещенную частоту $\omega_s = \omega_p - \omega_c + \omega_1$.

4. В работе исследованы особенности пространственно-временной эволюции слабого пробного импульса, длительность которого меньше всех времен релаксации среды, в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности. Показана пространственная локализация атомной (рамановской) когерентности в среде, при этом ее пространственный профиль содержит информацию о сигнальном импульсе. На этой основе продемонстрирована возможность записи и считывания коротких световых импульсов. Полученные результаты являются дополнительными к результатам [21] и расширяют область их применения. Рассмотрены различные варианты считывания сигнального импульса. Показана возможность обращения импульса по времени. Интересно отметить, что в качестве записывающего и считывающего импульсов можно использовать импульсы с крутыми фронтами, в том числе и прямоугольные. Подобные эффекты имеют место и в случае, когда сигнальный импульс имеет частоту Раби, сравнимую с частотой Раби управляющего импульса, а также для контринтуитивной последовательности импульсов (управляющий импульс включается и выключается раньше сигнального, а импульсы частично перекрываются). Эти результаты будут описаны в отдельной работе.

Полученные результаты могут представлять интерес для квантовой обработки оптических сигналов, а также изображений.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 02-02-16325) и программой "Фундаментальные исследования высшей школы в области естественных и гуманитарных наук. Университеты России" (# УР.01.01.003).

1. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Новосибирск: Наука, 1979.
2. А. К. Попов, *Ведение в нелинейную спектроскопию*, Новосибирск: Наука, 1983; Изв. РАН. Сер. физич. **60**, 99 (1996).
3. S. E. Harris, *Physics Today* **50**, №7, 36 (1997).

4. S. E. Harris and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3611 (1998).
5. S. E. Harris and V. H. Lene, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4611 (1999).
6. F. L. Kien, N. H. Shon, and K. Hakuta, *Phys. Rev.* **A64**, 051803(R) (2001).
7. E. Arimondo, in *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf, Elsevier, Science, Amsterdam, 1996, **35**, p. 257.
8. S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 525 (1994).
9. G. Vemuri, K. V. Vasavada, G. S. Agarwal et al., *Phys. Rev.* **A54**, 3394 (1996).
10. J. H. Eberly, M. L. Pons, and H. R. Hag, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 56 (1994).
11. R. Grobe, F. T. Hioe, and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3187 (1994); *Phys. Rev.* **A54**, 794 (1996).
12. В. Г. Архипкин, Д. В. Манушкин, В. П. Тимофеев, *Квантовая электроника* **25**, 1084 (1998).
13. В. Г. Архипкин, И. В. Тимофеев, *Квантовая электроника* **30**, 180 (2000); В. Г. Архипкин, И. В. Тимофеев, Е. А. Сизых, *Труды международной конф. "Математические модели и методы их исследования"*, Красноярск, 16 – 21 августа 2001, Т. 1, с. 36.
14. G. G. Grigoryan and Y. T. Pashayan, *Phys. Rev.* **A64**, 013816 (2001).
15. V. G. Arkhipkin and I. V. Timofeev, *Phys. Rev.* **A64**, 053811 (2001).
16. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton et al., *Nature (London)* **397**, 594 (1999).
17. S. Inouye, R. F. Low, T. Gupta et al., <http://lanl.arxiv.org/abs/cond-mat/0006455>.
18. M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Sibrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
19. D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
20. A. V. Turukhin, M. S. Sudarshanam, M. S. Shariar et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 023602 (2002).
21. M. Fleischhauer and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5094 (2000).
22. O. Kocharovskaya, Yu. Rostovtsev, and M. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **863**, 628 (2001).
23. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
24. Ch. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi et al., *Nature (London)*, **409**, 490 (2001).
25. R. N. Shakhmuratov, J. Odeurs, R. Coussement et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 153601 (2001).