

ДВУКРАТНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

© 2013 г. А. С. Лосев*, ** канд. физ.-мат. наук; А. С. Трошин*, доктор физ.-мат. наук

* Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург

** Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: thphys@herzen.spb.ru, alex.s.losev@gmail.com

Показана теоретическая возможность генерации средой двух копий вошедшего пробного импульса как результат последовательного действия двух управляющих импульсов в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности. Среда рассматривается в модели двухуровневых атомов с трехкратным вырождением нижнего уровня (триподная конфигурация). Три импульса лазерного излучения различаются поляризацией, направления распространения пробного импульса и двух управляющих импульсов ортогональны. В расчете используется полуклассический подход, приближение медленных амплитуд и приближение заданного поля управляющих импульсов.

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, копирование импульсов, триподная конфигурация, вырождение уровней энергии.

Коды OCIS: 210.4770 210.4680

Поступила в редакцию 25.03.2013

Введение

В явлении электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1–5] в трехуровневых Λ -схемах дипольно-разрешенный переход для пробного импульса лазерного излучения становится прозрачным вследствие деструктивной интерференции амплитуд вероятностей вынужденных переходов под действием пробного импульса и приложенного в другом плече Λ -схемы поля управляющего импульса. Другие атомные схемы, пригодные для ЭИП, такие как V-схема и каскадная схема, изучены во многих работах [4–9]. Более сложные конфигурации атомных состояний и переходов – M-схема, W-схема и их сочетания возникают при рассмотрении вырожденных уровней энергии [10, 11]. С точки зрения динамики распространения лазерных импульсов и управления ими в условиях ЭИП интересна триподная атомная конфигурация [12–16]. В данной работе в продолжение работ [11–14], используя триподную схему с вырождением нижнего уровня, численным расчетом показана возможность по-

лучения двух копий вошедшего пробного гауссова импульса, сгенерированных средой в условиях ЭИП (краткое сообщение – в работе [16]).

За основу триподной конфигурации атомных состояний (рис. 1а) взяты энергетические уровни сверхтонкой структуры $D2$ линии атомов рубидия Rb87: верхний – $5^2P_{3/2} F = 0$ и нижний – $5^2S_{1/2} F = 1$ [17]. Нижний уровень трехкратно вырожден по проекциям полного углового момента. Таким образом сформированы три дипольных перехода $|4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$, $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ и $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ между верхним состоянием $|4\rangle$ и нижними состояниями $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, разрешенные правилами отбора. Среда представляет собой холодное облако атомарного газа сигарообразной формы, вытянутое вдоль оси x . Облако «холодное» и разрежено настолько, чтобы можно было не учитывать доплеровское и столкновительное уширения спектральных линий.

С атомами взаимодействуют три импульса лазерного излучения: два управляющих и один, по сравнению с ними, слабый, пробный. Поле одного из управляющих импульсов E_{c1} обладает левой циркулярной поляризацией, поле

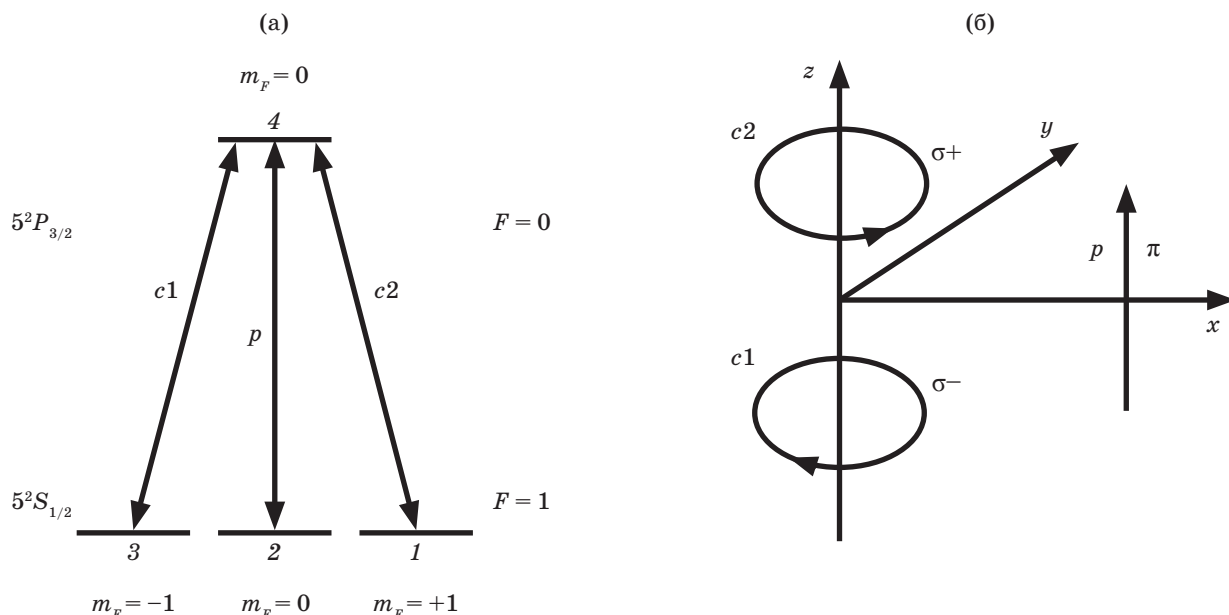


Рис. 1. Триподная конфигурация атомов (а), геометрия распространения импульсов в среде (б).

другого E_{c2} – правой. Они “работают” в атомных переходах между состояниями $|4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ соответственно. Поле пробного импульса E_p линейно поляризовано, квантовый переход $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ (рис. 1а). Для того чтобы соответствовать поставленным условиям поляризации поля и схеме атомных переходов использована геометрия распространения импульсов, показанная на рис. 1б.

Триподная конфигурация атомов и наличие двух управляющих полей позволяют полу-

чить эффект ЭИП тремя способами. В первом случае со средой взаимодействует единое поле всех трех импульсов E_{c1} , E_{c2} и E_p . Во втором – одно управляющее, например, E_{c1} и пробное E_p . В третьем – другое управляющее E_{c2} и пробное E_p . Использование первого способа позволяет дважды записать в среде информацию о форме вошедшего в нее пробного импульса. Затем с помощью второго и третьего способов средой генерируются две копии этого импульса.

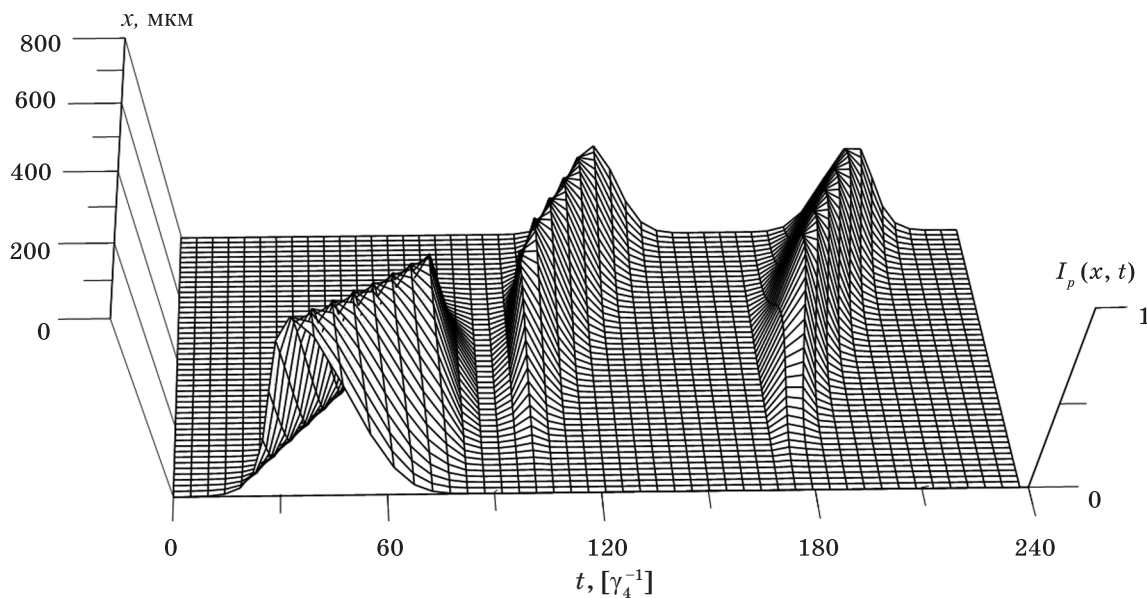


Рис. 2. Интенсивность $I_p(x, t)$ пробного импульса и полученных копий, γ_4^{-1} – время жизни возбужденного состояния $|4\rangle$.

Система уравнений

Оператор взаимодействия в представлении взаимодействия, в дипольном приближении и приближении вращающейся волны имеет вид

$$\hat{H} = \Omega_1 \exp(-i\Delta_1 t) |1\rangle\langle 4| + \Omega_2 \exp(-i\Delta_2 t) |2\rangle\langle 4| + \Omega_3 \exp(-i\Delta_3 t) |1\rangle\langle 4| + h.c. \quad (1)$$

Здесь $\Omega_n = \mu_{n4} \varepsilon_n (E^0)_n / \hbar$ ($n = 1, 2, 3$) частота Раби перехода $|n\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, μ_{n4} – матричный элемент оператора дипольного момента перехода $|n\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, ε_n – вектор поляризации, $(E^0)_n$ – амплитуда электрического поля, $\Delta_n = \omega_{\text{atom}} - \omega_n$ есть отстройка поля от резонансного перехода, ω_{atom} – частота атомного перехода, ω_n – угловая частота поля излучения.

Для исследования взаимодействия атомной среды и поля излучения используется полуклассический подход: эволюция атомных состояний описывается уравнениями (2) для матрицы плотности, полученными из уравнения Лиувилля–фон Неймана $d\rho/dt = [\hat{H}, \rho]/(i\hbar)$ с учетом радиационной релаксации. Поле пробного и новых импульсов, распространяющихся по оси Ox , описывается уравнением (3), вытекающим из волнового уравнения Максвелла [18]. При указанной на рис. 1б геометрии опыта и в предположении, что среда вдоль оси z является достаточно тонким слоем, используется приближение заданного поля для управляющих импульсов [19]. Также применяется приближение медленно меняющихся амплитуд полей и недиагональных элементов матрицы плотности атомов.

Таким образом, задача сводится к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \gamma_{41} \rho_{44} + i(\rho_{41}^* \Omega_1^* - c.c.) \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma_{42} \rho_{44} + i(\rho_{42}^* \Omega_2^* - c.c.) \\ \dot{\rho}_{33} &= \gamma_{43} \rho_{44} + i(\rho_{43}^* \Omega_3^* - c.c.) \\ \dot{\rho}_{44} &= \gamma_4 \rho_{44} + i(\rho_{41}^* \Omega_1 + \rho_{42}^* \Omega_2 + \rho_{43}^* \Omega_3 - c.c.) \\ \dot{\rho}_{21} &= i\rho_{41}^* \tilde{\Omega}_2^* - i\rho_{42}^* \Omega_1 \\ \dot{\rho}_{31} &= i\rho_{41}^* \Omega_3^* - i\rho_{43}^* \Omega_1 \\ \dot{\rho}_{32} &= i\rho_{42}^* \Omega_3^* - i\rho_{43}^* \Omega_2 \\ \dot{\rho}_{41} &= (i\Delta_1 - \gamma_4/2)\rho_{41} + i\rho_{31} \Omega_3 + i(\rho_{11} - \rho_{44})\Omega_1 + i\rho_{21} \tilde{\Omega}_2 \\ \dot{\rho}_{42} &= (i\Delta_2 - \gamma_4/2)\rho_{42} + i\rho_{21}^* \Omega_1 + i(\rho_{22} - \rho_{44})\tilde{\Omega}_2 + i\rho_{32} \Omega_3 \\ \dot{\rho}_{43} &= (i\Delta_3 - \gamma_4/2)\rho_{43} + i\rho_{31}^* \Omega_1 + i(\rho_{22} - \rho_{44})\Omega_3 + i\rho_{32}^* \tilde{\Omega}_2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\tilde{\Omega}_2(x, t) = i\Omega_2(t) \exp[-t^2/(2T_2^2)] + iB \int \rho_{42}(x', t) dx'. \quad (3)$$

Здесь $\gamma_{41} = \gamma_{42} = \gamma_{43} = (\gamma_4) / 3$ – вероятности в единицу времени спонтанных излучательных переходов $|4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$, $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, γ_4 – обратное время жизни в состоянии $|4\rangle$, $B = 4\pi N_0 (\mu_{42})^2 / (\hbar \gamma_4)$, N_0 – концентрация атомов. Вторым слагаемым в правой части выражения (3) для пробного поля учитывается вторичное излучение, обусловленное поляризованностью среды в суммарном поле. Расчет проводился для случая распространения вперед вторичного излучения, индуцированного полем пробного импульса.

Результаты получены путем численного решения уравнений (2), (3) методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Приняты условия точного резонанса для заданных квазимонохроматических полей управляющих импульсов и центральной частоты спектра гауссова пробного импульса.

Обсуждение результатов

Рассмотрим ситуацию, когда включено поле обоих управляющих сильных импульсов и в среду входит пробный слабый импульс. Пусть среда заранее подготовлена так, что все атомы находятся в состоянии $|2\rangle$, которое полем пробного импульса связано с возбужденным состоянием $|4\rangle$. Устанавливается режим ЭИП. Заметим, что с точки зрения требований, необходимых для получения эффекта ЭИП, достаточно только одного управляющего и одного пробного полей, которые образуют Λ -схему [1–5, 11, 20–23]. Таким образом, триподную конфигурацию можно рассматривать как две Λ -схемы, у которых один из переходов является общим. Когда в этом общем атомном переходе “работает” управляющее поле, то возможен эффект ЭИП сразу для двух пробных полей, связанных с двумя другими переходами [14]. Здесь же, напротив, имеется два управляющих поля и одно пробное. По мере продвижения пробного импульса сквозь среду (рис. 2) формируются две атомные когерентности, которые для триподной конфигурации (рис. 1а) соответствуют недиагональным элементам матрицы плотности $\rho_{21}(x, t)$ и $\rho_{23}(x, t)$. Эволюция этих когерентных атомных состояний показана на рис. 3. Видно, что форма пробного импульса повторяется в ансамбле ато-

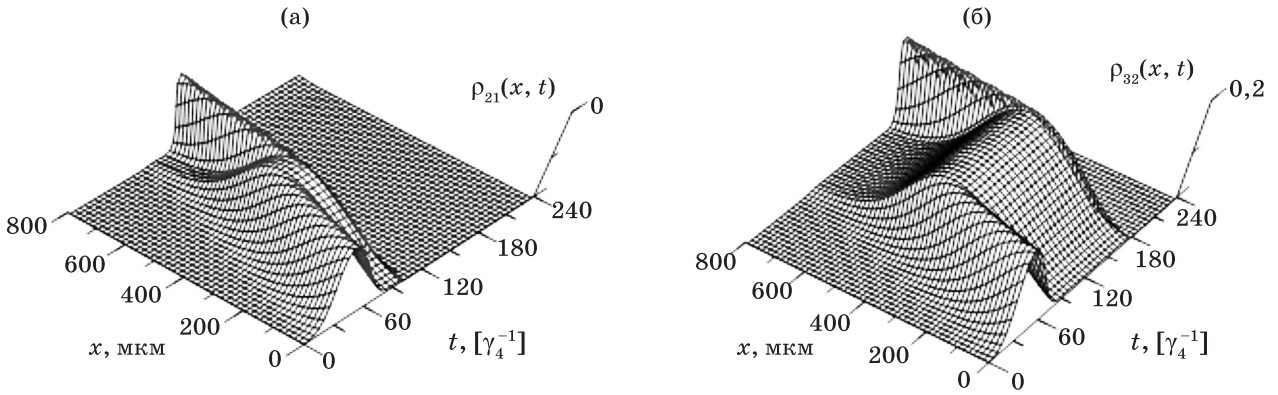


Рис. 3. Матричные элементы статистического оператора $\rho_{12}(x, t)$ (а) и $\rho_{23}(x, t)$ (б), γ_4^{-1} – время жизни возбужденного состояния $|4\rangle$.

мов, находящихся в состоянии, близком к чистой суперпозиции $c_1|1\rangle + c_2|2\rangle + c_3|3\rangle$, где $\rho_{21} \approx c_2^*c_1$ и $\rho_{23} \approx c_2^*c_3$. Таким образом происходит запись вошедшего пробного импульса в пространственном распределении состояний атомов.

На рис. 4 показано, что к моменту времени 90 (в единицах γ_4) весь пробный импульс вошел в среду, но еще не начал из нее выходить. В этот момент единое поле двух управляющих импульсов адиабатически выключают. В результате этого режим ЭИП разрушается в обеих совмещенных Λ -схемах и пробный импульс поглощается. Далее включается управляющее поле E_1 , работающее в квантовом переходе $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$. Наличие сохраненной атомной когерентности ρ_{21} и управляющего поля E_1 аналогично ситуации, когда в экспериментах по записи и воспроизведению импульсов в Λ -схеме

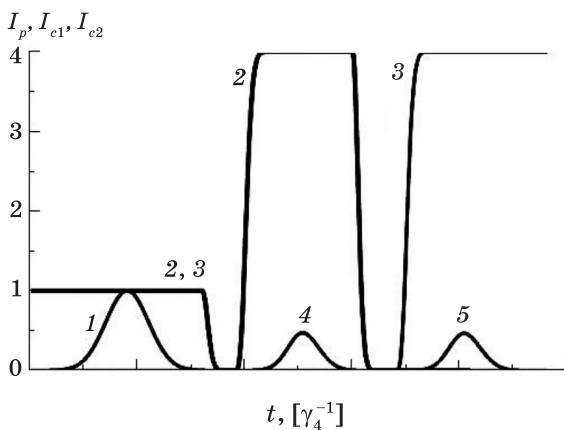


Рис. 4. Интенсивность входящих (1) и выходящих (2–5) импульсов. 2 – выходящий управляющий импульс I_{c1} , 3 – выходящий управляющий импульс I_{c2} , 4 – первая выходящая копия, 5 – вторая выходящая копия, γ_4^{-1} – время жизни возбужденного состояния $|4\rangle$.

[20–23] после темной паузы включают управляющее поле. В результате среда генерирует копию пробного импульса в атомном переходе $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, информация о котором хранилась в ρ_{21} . Далее поле E_1 адиабатически выключают. Затем включают второе управляющее поле E_3 , и за счет сохраненной когерентности (ρ_{23}) генерируется вторая копия пробного импульса. Так как запись проводилась при амплитуде суммарного поля, равной $(E^0)_1 + (E^0)_2 = 2(E^0)_1 = 2(E^0)_3$, то при генерации каждой из копий амплитуду каждого управляющего поля следует увеличить в два раза. В противном случае произойдет сужение окна прозрачности.

В дипольном приближении и приближении холодных атомов (в том смысле, что можно пренебречь столкновительной релаксацией) время жизни земановской когерентности не ограничено. На рис. 4 видно, что значения интенсивностей в максимумах полученных гауссовых кривых ниже, чем у исходного импульса. Это обусловлено узким «окном прозрачности» в условиях ЭИП, а также временной узостью гауссова импульса.

Заключение

Возможность получения двух копий пространственно протяженного импульса лазерного излучения представленным выше способом зависит от ряда параметров среды и излучения.

Во-первых, необходимо реализовать эффект ЭИП с максимально низкой групповой скоростью пробного волнового пакета, так как его медленное продвижение сквозь среду позволит зайти ему в образец целиком до того момента, как он начнет из него выходить. Тогда сформировавшаяся земановская когерентность в

ансамбле атомов также сохранит информацию о форме всего импульса. На это условие влияют концентрация атомов, длина образца, дипольные моменты переходов и значение интенсивности управляющего поля. Чем больше концентрация, длина образца, дипольные моменты переходов и чем меньше значение пиковой интенсивности управляющего поля, тем меньше значение групповой скорости пробного импульса [11]. Однако, уменьшение значения интенсивности управляющего поля ведет к сужению окна прозрачности.

Во-вторых, необходимо иметь возможность хранить сформировавшуюся когерентность

достаточно долго для последовательного выпуска из среды копий пробного импульса. Это становится возможным, если число открытых каналов релаксации атомной системы сведено к минимуму: столкновительная релаксация – охлаждением атомов, радиационная – использованием замкнутой системы атомных переходов. Кроме того, непосредственно время хранения, в первую очередь, зависит от времени жизни когерентности. Поэтому зеемановская когерентность в двухуровневой схеме с вырождением предпочтительнее схемы с низкочастотными когерентностями [24].

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. *Arimondo E.* Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping // *Progress in Optics* / Ed. by Wolf E. Amsterdam: Elsevier Science, 1996. V. 35. P. 257–354.
2. *Harris S.E.* Electromagnetically Induced Transparency // *Phys. Today*. 1997. V. 50. P. 36–42.
3. *Скалли М.О., Зубайри М.С.* Квантовая оптика: Пер. с англ. / Под ред. Самарцева В.В. М.: Физматлит, 2003. 184 с.
4. *Marangos J.P.* Electromagnetically induced transparency // *J. Mod. Phys.* 1998. V. 45. P. 471–503.
5. *Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.* Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. P. 633–673.
6. *Фрадкин Э.Е., Козлов В.В., Воронов М.В.* Индуцированная прозрачность при нестационарном комбинационном рассеянии // *Квант. электрон.* 1999. Т. 28. С. 239–244.
7. *Olson A.J., Mayer S.K.* Electromagnetically induced transparency in rubidium // *Am. J. Phys.* 2009. V. 77. P. 116–122.
8. *McGloin D., Fulton D.J., Dunn M.H.* Electromagnetically induced transparency in N-level cascade schemes // *Opt. Com.* 2001. V. 190. P. 221–229.
9. *Xiao M., Li Y., Jin S., Gea-Banacloche J.* Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 666–669.
10. *Зеленский И.В., Миронов В.А.* Электромагнитно-индуцированная прозрачность в вырожденных двухуровневых системах // *ЖЭТФ.* 2002. Т. 121. С. 1068–1079.
11. *Лосев А.С., Трошин А.С.* Управление световыми импульсами в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности при вырождении уровней // *Опт. и спектр.* 2011. Т. 110. С. 76–82.
12. *Paspalakis E., Knight P.L.* Transparency, slow light and enhanced nonlinear optics in a four-level scheme // *J. Opt. B.* 2002. V. 4. P. S372–S375.
13. *Paspalakis E., Kylstra N.J., Knight P.L.* Propagation and nonlinear generation dynamics in a coherently prepared four-level system // *Phys. Rev. A.* 2002. V. 65. 053808-1–053808-8.
14. *Лосев А.С., Трошин А.С.* Воспроизведение сложных оптических импульсов различной поляризации при электромагнитно-индуцированной прозрачности // *Уч. зап. КГУ. Физ.-мат. науки.* 2010. Т. 152. С. 119–126.
15. *Ruseckas J., Mekys A., Juzeliunas G.* Optical vortices of slow light using a tripod scheme // *J. Opt.* 2011. V. 13. P. 064013-1–064013-7.
16. *Лосев А.С., Трошин А.С.* Копирование светового импульса в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности // *Мат. VII междунар. конф. “Фундаментальные проблемы оптики-2012”.* Санкт-Петербург, 2012. С. 356–359.
17. *Steck D.A.* “Rubidium 87 D Line Data”, available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.4, 23 December 2010).
18. *Benedict M.G., Ermolaev A.M., Malyshev V.A., Sokolov I.V., Trifonov E.D.* Super-radiance. multiatomic coherent emission. Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1996. 326 p.
19. *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
20. *Phillips D.F., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R.L., Lukin M.D.* Storage of light in atomic vapor // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86. P. 783–786.

21. *Hau L.V., Harris S.E., Dutton Z., Behroozi C.H.* Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses // *Letters to Nature*. 2001. V. 409. P. 490–493.
 22. *Архипкин В.Г., Тимофеев И.В.* Электромагнитно индуцированная прозрачность: запись, хранение и считывание коротких световых импульсов // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т. 76. С. 74–78.
 23. *Васильев Н.А., Трошин А.С.* Об управлении световыми импульсами в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности // *Известия РАН. Сер. физ.* 2005. Т. 69. С. 1096–1098.
 24. *Matsko A.B., Novikova I., Scully M.O., Welch G.R.* Radiation trapping in coherent media // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. 133601-1–133601-4.
-