

# ВЛИЯНИЕ МНОГОФОТОННЫХ ОТСТРОЕК ОТ РЕЗОНАНСА НА АДИАБАТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЯТИУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ

Э. А. Газазян\*, Г. Г. Григорян\*\*

*Институт физических исследований Национальной академии наук Армении  
0203, Аштарак, Армения*

Поступила в редакцию 9 сентября 2016 г.

Численно исследовано уравнение Шредингера для пятиуровневой системы при различных значениях многофотонных отстроек от точных резонансов. Определена область допустимых отклонений, при которых влияние многофотонных отстроек на собственное состояние гамильтониана взаимодействия, имитирующее трехуровневую систему, незначительно. Продемонстрирован эффективный перенос населенностей и возможность двойной записи оптической информации.

DOI: 10.7868/S0044451017040022

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на стремительное развитие квантовой информатики [1] за последние годы, по-прежнему одной из главных проблем остается создание эффективных устройств квантовой памяти [2]. Перспективным методом создания таких устройств считается запись и последующее воспроизведение оптической/квантовой информации, основанное на электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) среды [3–5]. Другой актуальной проблемой квантовой информатики является конструирование заданных когерентных суперпозиционных состояний атомов в макроскопическом объеме [6, 7], позволяющее реализовывать логические вентили [8–11]. Возбуждение атомов из основного состояния в ридберговские привлекает в последние годы большое внимание исследователей из-за характерного для них сильного взаимодействия и так называемой дипольной блокады [12, 13].

Все эти эффекты детально исследованы как теоретически, так и экспериментально на модели трехуровневой системы, взаимодействующей с двумя лазерными импульсами. Такие системы легко реализуются как в газовых средах, так и в твердотельных материалах, например, в NV-центрах алмазов или в

кристаллах, допированных редкоземельными ионами [5, 14, 15]. Использование многоуровневых систем может иметь ряд преимуществ по сравнению с трехуровневыми. Так, например, двойная ЭИП в четырехуровневых атомах и ее применения рассмотрены в работах [16, 17], формирование поляритонов темного состояния в четырехуровневой системе продемонстрировано в [18]. Использование ЭИП в пятиуровневых схемах и некоторые ее применения в квантовой информатике рассмотрено в [19, 20].

В нашей предыдущей работе [21] продемонстрирована возможность двойной записи оптической информации в пятиуровневой системе М-типа (см. рис. 1а), при которой второй импульс записывается в том же образце без нарушения записи первого импульса. При этом воспроизведение обоих импульсов может осуществляться независимо друг от друга и в любом порядке. В работе [22] показана возможность эффективного четырехфотонного возбуждения ридберговских состояний атомов для системы лестничного типа (рис. 1б).

В работах [21, 22] показано, что в пятиуровневой системе может формироваться состояние, аналогичное темному состоянию в трехуровневой системе (см. ниже формулу (2)) и в этой системе могут быть реализованы такие когерентные процессы, как запись информации и перенос населенностей. При этом оптическая информация записывается на когерентности, создаваемой между уровнями 1 и 5 (см. рис. 1а), в то время как населенность уровня 3 остается равной нулю в течение всего времени взаи-

\* E-mail: emilgazazyan@gmail.com

\*\* E-mail: gaygrig@gmail.com

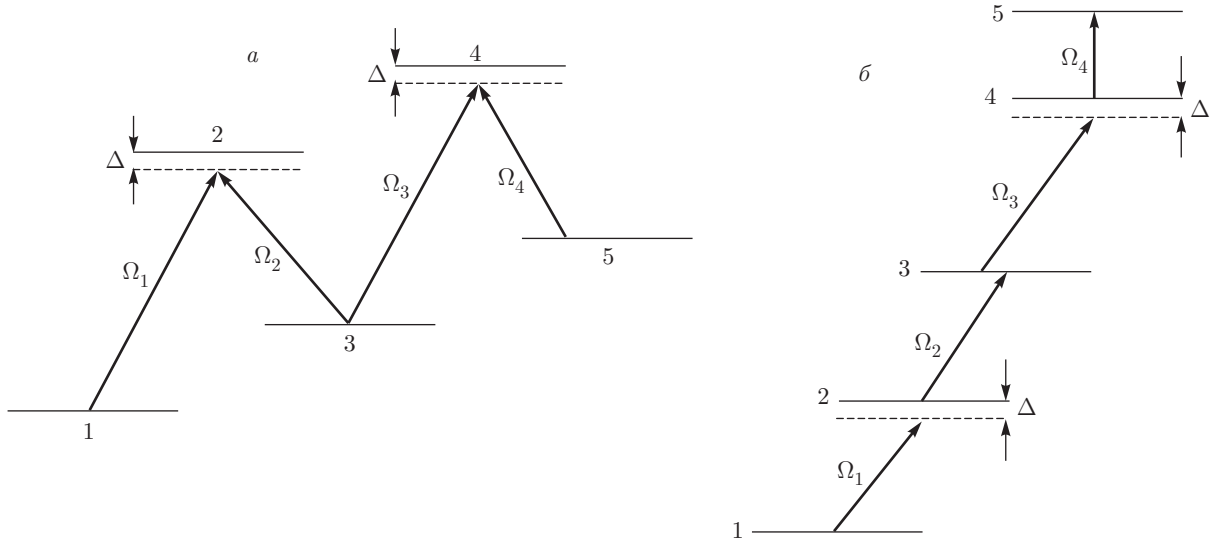


Рис. 1. Диаграммы атомных уровней для М-системы (а) и системы лестничного типа (б)

модействия. Это позволяет после первой записи использовать тот же образец для повторной записи информации уже на когерентности создаваемой лазерными импульсами между уровнями 1 и 3.

Однако формирование состояния, имитирующего темное состояние в пятиуровневой системе, требует достаточно жестких условий, налагаемых на частоты и огибающие используемых импульсов, а именно, выполнения условий всех трех двухфотонных резонансов, а также идентичности временных огибающих импульсов, действующих на переходах 1–2 и 4–5. Очевидно, что при распространении в среде эти условия могут нарушаться, например, из-за фазовой самомодуляции, приводящей к спектральному уширению импульсов. Идентичность временных огибающих первого и четвертого импульсов легко обеспечить, используя один и тот же импульс, но тогда при выборе конкретной атомной схемы может нарушиться условие четырехфотонного резонанса.

Целью настоящей работы является более детальное исследование необходимых условий формирования в пятиуровневой системе подобного «темного» состояния и возможности отклонения от точных резонансов. Численно исследовано формирование этого состояния в зависимости от отличных от нуля отстроек от резонансов и определены допустимые области изменения этих параметров.

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Гамильтониан взаимодействия пятиуровневой системы в резонансном приближении имеет вид

$$H = \sum_i \sigma_{i,i} \delta_{i-1} - \left( \sum_i \sigma_{i,i+1} \Omega_i + \text{H.c.} \right). \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_{i,j} = |i\rangle\langle j|$  — проекционные матрицы ( $|i\rangle$  — собственные состояния гамильтониана свободного атома),  $\Omega_i$  — частоты Раби на переходах  $|i\rangle \rightarrow |i+1\rangle$ ,  $\delta_{i-1}$  — многофотонные отстройки от резонанса ( $\delta_0 = 0$ ). Частоты Раби предполагаются вещественными и положительными, а их фазы, которые могут меняться при распространении в среде, включены в однофотонные отстройки от резонанса  $\Delta_i(t)$ :

$$\Delta_i(t) = \omega_{i+1,i} - \omega_i + \dot{\varphi}(t), \quad \omega_{i+1,i} > 0,$$

$$\Delta_i(t) = \omega_{i,i+1} - \omega_i + \dot{\varphi}(t), \quad \omega_{i,i+1} < 0,$$

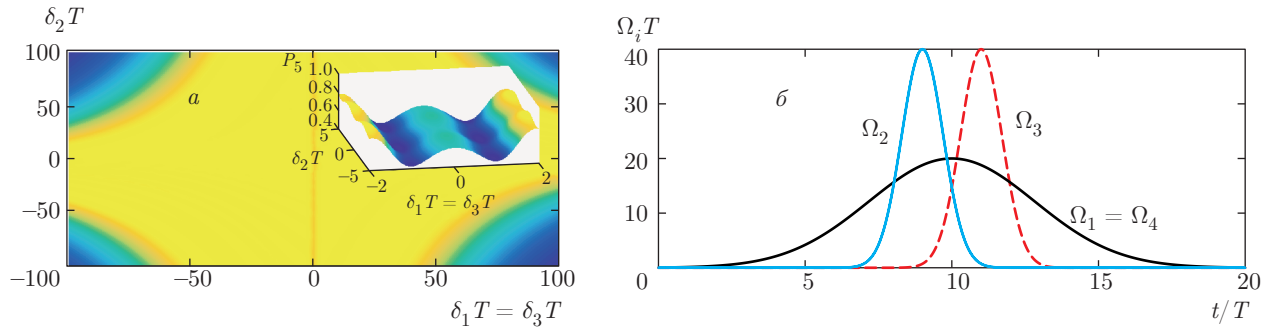
$\omega_i$  и  $\varphi$  — несущая частота и фаза поля, соответствующего частоте Раби  $\Omega_i$ . Различные пятиуровневые схемы (система лестничного типа, М-система и т. д.) различаются только определением многофотонных отстроек. Так, например, для системы лестничного типа многофотонные отстройки от резонанса выражаются через однофотонные отстройки следующим образом:

$$\delta_2 = \Delta_1 + \Delta_2, \quad \delta_3 = \Delta_3 + \delta_2, \quad \delta_4 = \Delta_4 + \delta_3,$$

а для М-системы —

$$\delta_2 = \Delta_1 - \Delta_2, \quad \delta_3 = \Delta_3 + \delta_2, \quad \delta_4 = \delta_3 - \Delta_4.$$

В работе [21] были получены все пять собственных значений гамильтониана (1) при условии равенства нулю всех трех двухфотонных отстроек от резонанса, т. е. резонансов не только на переходах



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Допустимая область изменения двухфотонной отстройки от резонанса при адиабатическом переносе населенностей: *a* — населенность пятого уровня в конце взаимодействия (на вставке — детализированная населенность  $P_5$  пятого уровня в области малых однофотонных отстроек); *b* — последовательность импульсов ( $T$  — наименьшая из длительностей импульсов)

$|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle$  и  $|3\rangle \rightarrow |4\rangle \rightarrow |5\rangle$  (т.е.  $\delta_4 = \delta_2 = 0$ ), но и точного двухфотонного резонанса на переходе  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |4\rangle$  (т.е.  $\delta_3 - \delta_1 = 0$ ). При дополнительном условии  $\Omega_1 = \Omega_4$  одно из полученных собственных состояний является аналогом темного состояния в трехуровневой системе, не содержащего промежуточного состояния  $|3\rangle$ :

$$|\lambda_1\rangle = |\psi_1\rangle \cos \theta - |\psi_2\rangle \sin \theta, \quad (2)$$

где  $|\psi_1\rangle$  и  $|\psi_2\rangle$  — суперпозиционные состояния двухуровневых систем (1,2) и (4,5) (см. рис. 1):

$$|\psi_1\rangle = |1\rangle \cos \Phi - |2\rangle \sin \Phi,$$

$$|\psi_2\rangle = -|4\rangle \sin \Phi + |5\rangle \cos \Phi.$$

Здесь введены следующие обозначения для углов  $\theta$  и  $\Phi$ :  $\text{tg } \theta = \Omega_2/\Omega_3$ ;  $\text{tg}(2\Phi) = 2\Omega_1/\Delta_1$ .

Отметим, что собственное значение  $\lambda_1$ , соответствующее собственному состоянию (2), отличается от традиционно используемого нулевого собственного значения (и соответствующего собственного состояния)

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \left( \Delta_1 - \sqrt{\Delta_1^2 + 4\Omega_1^2} \right). \quad (3)$$

При этом уравнения распространения лазерных импульсов в среде, выведенные с учетом первой неадиабатической поправки к состоянию  $|\lambda_1\rangle$ , расщепляются на две независимые системы [21]:

$$\frac{\partial(\Omega_1^2 + \Omega_4^2)}{\partial x} = q \frac{\partial \cos^2 \Phi}{\partial \tau}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial(\Delta_1 + \Delta_4)}{\partial x} = -q \frac{\partial \cos(2\Phi)}{\partial \tau} \frac{1}{\Delta_1}$$

для двухуровневой среды и

$$\frac{\partial \Delta_2}{\partial x} = -\frac{\partial \Delta_3}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial(\Omega_2^2 + \Omega_3^2)}{\partial x} = 0, \quad (4b)$$

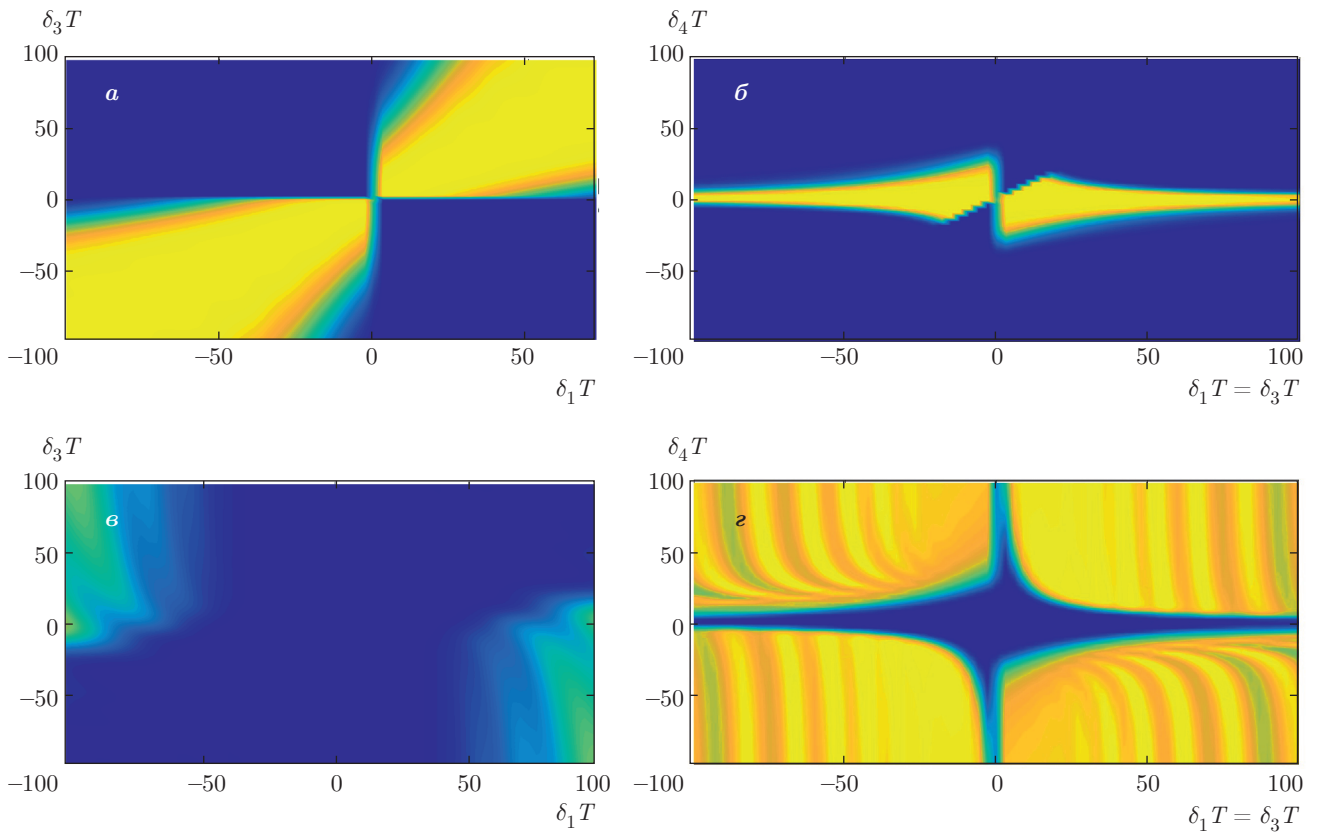
$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{q}{\Omega^2} \frac{\partial \theta}{\partial \tau}$$

для трехуровневой среды.

Здесь  $q$ -параметр среды, который в случае равных сил осцилляторов на смежных переходах может быть записан в виде  $q = 2\pi N\omega|d|^2$ . В такой системе поля  $\Omega_2$  и  $\Omega_3$  распространяются независимо от полей  $\Omega_1$  и  $\Omega_4$ . Импульсы, соответствующие частотам  $\Omega_1$  и  $\Omega_4$ , могут быть выбраны достаточно длинными, чтобы ограничиться адиабатическим распространением в двухуровневой системе (т.е. пренебречь временными производными в правых частях первых уравнений (4a)). Что касается системы (4b) для трехуровневой системы, то их аналитическое решение исследовано достаточно подробно [23, 24], и эта система сводится к уравнению распространения поляритонов темного состояния [4], что демонстрирует возможность записи квантовой информации.

### 3. ПЕРЕНОС НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Влияние многофотонных расстройек на формирование темного состояния (2) более наглядно демонстрируется на процессе переноса населенностей. Прежде всего отметим, что при условиях



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) Допустимая область изменения трехфотонной (*а, в*) и четырехфотонной (*б, г*) отстройки от резонанса при адиабатическом переносе населенностей (последовательность импульсов та же, что на рис. 2*б*;  $T$  — наименьшая из длительностей импульсов). Показаны населенности пятого (*а, б*) и третьего (*в, г*) уровней в конце взаимодействия

$$\delta_3 = \delta_1 = \Delta, \quad \delta_4 = 0, \quad \Omega_1 = \Omega_4 \quad (5)$$

характеристическое уравнение гамильтониана (1) может быть записано в виде

$$[\lambda(\lambda - \Delta) - \Omega_1^2][\lambda(\lambda - \Delta)(\lambda - \delta_2) - \Omega_1^2(\lambda - \delta_2) - \lambda(\Omega_2^2 + \Omega_3^2)] = 0. \quad (6)$$

Таким образом, характеристическое уравнение (1) распадается на произведение характеристических уравнений для двухуровневой системы и для эффективной трехуровневой системы и независимо от величины двухфотонной отстройки имеет корень (3).

На рис. 2 приведена вероятность полного переноса населенностей из состояния  $|1\rangle$  в состояние  $|5\rangle$  в зависимости от значений однофотонной и двухфотонной отстройки от резонанса, полученная в результате численного решения уравнения Шредингера при условиях (5).

Ухудшение переноса при малых значениях однофотонной отстройки обусловлено нарушением адиа-

батичности взаимодействия. Как было показано в работе [21], адиабатичность взаимодействия с рассматриваемой пятиуровневой системой требует, чтобы величина однофотонной отстройки была много больше обратной длительности импульсов (т. е. спектральной ширины для спектрально ограниченных импульсов) и в то же время достаточно мала, чтобы штарковские смещения уровней были также много больше обратной длительности импульсов.

Как следует из рис. 2, допустимая область изменения двухфотонной отстройки достаточно большая. Так, например, при значениях  $\delta_1 T = 10$  допустимая область изменения двухфотонной отстройки  $\delta_2 T$  простирается от  $-150$  до  $150$  ( $T$  — наименьшая из длительностей импульсов). Для наносекундных импульсов это соответствует  $150$  ГГц, что намного облегчает выбор конкретной атомной схемы для экспериментальной реализации. Однако главной существенной особенностью состояния (2), необходимой для записи информации, является то, что это состояние не содержит атомного состояния  $|3\rangle$ . Как пока-

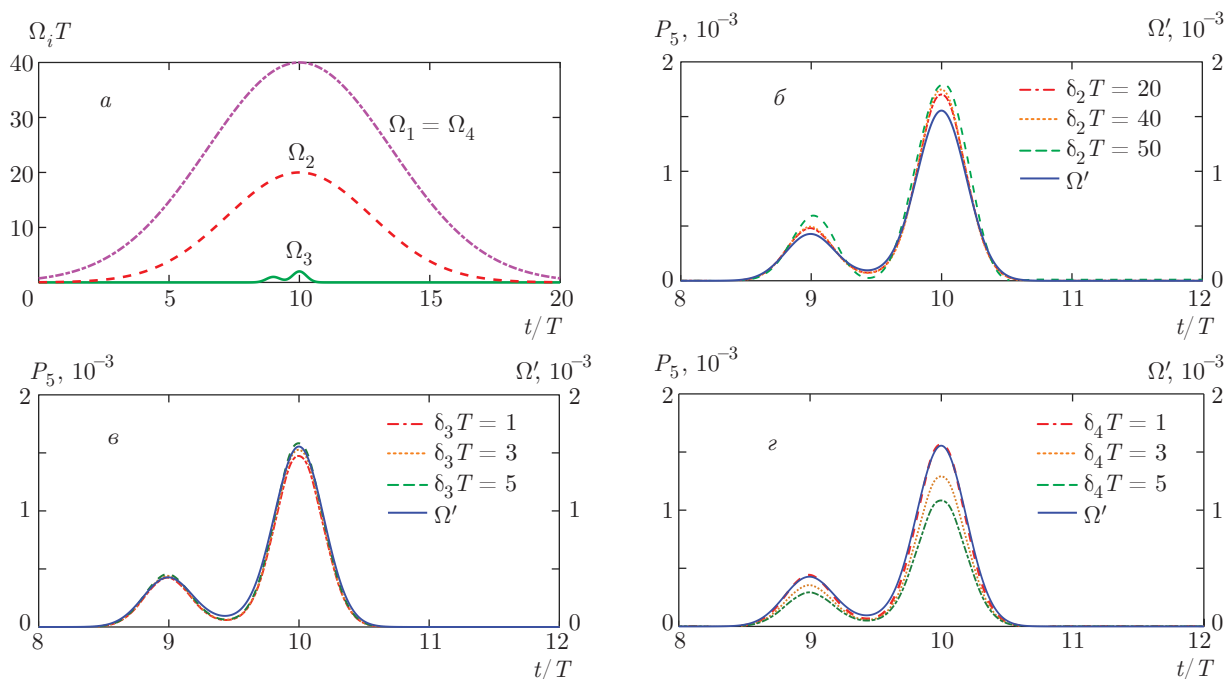


Рис. 4. (В цвете онлайн) Динамика населенности  $P_5$  пятого уровня и нормированная форма импульса  $\Omega' = (\Omega_2^2/\Omega_3^2) \cos^2 \theta$  при различных значениях отстроек от резонанса: а — последовательность включения и выключения лазерных импульсов; б, в, г — населенность  $P_5$  и  $\Omega'$  для различных значений  $\delta_1 T$ ,  $\delta_2 T$  и  $\delta_3 T$ , указанных на рисунках

зывают численные расчеты, населенность третьего уровня остается равной нулю в течение всего времени взаимодействия независимо от величины двухфотонной отстройки.

Зависимость состояния (2) от величины второй и третьей двухфотонных отстроек оказывается более существенной. На рис. 3 приведены населенности пятого и третьего уровней в конце взаимодействия при той же последовательности импульсов, что и на рис. 2. Рисунки 3а и 3в демонстрируют зависимость от второго двухфотонного резонанса, т. е.  $\delta_1 = \delta_3$ . Точный резонанс соответствует диагонали на этих рисунках. Как видим, в области малых однофотонных расстройк перенос населенностей существенно ухудшается, однако в области больших значений допустимы достаточно большие отклонения от диагонали. При этом населенность третьего уровня остается равной нулю в области, почти зеркально повторяющей рис. 3а (не считая области малых однофотонных отстроек).

Однако допустимая область отклонений от третьего двухфотонного резонанса, т. е. четырехфотонной отстройки, намного меньше, что свидетельствует о том, что в рассматриваемой схеме этот резонанс является наиболее существенным. Детальное аналитическое исследование формирования темного

состояния (2) в зависимости от величины отстройки от четырехфотонного резонанса было проведено в работе [25]. В этой работе было показано, что величина четырехфотонной отстройки должна оставаться много меньше штарковского смещения уровней, обусловленного сильными полями. Так, например, при однофотонной отстройке  $\delta_1 T \approx 10$  ограничение на величину четырехфотонной отстройки от резонанса при заданной последовательности импульсов,  $\delta_4 T \leq 3$ , является удовлетворительным (т. е. четырехфотонная отстройка может в три раза превышать спектральную ширину самого короткого импульса).

Отметим также, что небольшая асимметрия относительно знака произведения отстроек, которая присутствует на всех рисунках, наблюдалась также и в обычной трехуровневой системе (см., например, работу [26]).

#### 4. ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ

Рассмотрим теперь влияния многофотонных отстроек на формирование состояния (2) при последовательности импульсов, используемых при записи информации (рис. 4а). При такой последовательности населенность пятого уровня должна повторять форму записываемого импульса (т. е.  $\Omega_2^2$ ) в течение взаимодействия. Действительно,

$$\sin^2 \theta \cos^2 \Phi \approx \theta^2 \cos^2 \Phi \sim \Omega_2^2, \quad (7)$$

поскольку  $\cos^2 \Phi / \Omega_3^2$  может считаться постоянной величиной в области, где величина  $\Omega_2^2$  отлична от нуля. На рис. 4 приведена динамика населенностей пятого уровня при различных значениях многофотонных отстройек. Для наглядности форма импульса, соответствующего  $\Omega_2$ , выбрана двугорбой. Как следует из рис. 4, населенность пятого уровня достаточно хорошо повторяет форму импульса в диапазоне отстроек от резонанса, определенном в предыдущем разделе.

Отметим, что если поправки к темному состоянию (2), обусловленные отклонением от точных двухфотонных резонансов, остаются много меньшими неадиабатических поправок, то система уравнений распространения (4), описывающая запись оптической информации, не изменяется. Проведенный численный анализ показывает, что темное состояние (2) является достаточно устойчивым относительно небольших отклонений от точных двухфотонных резонансов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что для формирования собственного состояния гамильтониана взаимодействия, имитирующего трехуровневую систему, условие равенства нулю всех трех двухфотонных отстроек от резонанса не является жестким. При этом отклонения от первого двухфотонного резонанса могут быть достаточно большими, порядка сотни гигагерц. Это легко понять из следующих физических соображений. Когерентность наводится на внутренней трехуровневой системе, т. е. системе (2,3,4) (перевернутая  $\Lambda$ -система в случае рис. 1а), а поля на переходах  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  и  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$  «затягивают» эту когерентность на уровни  $|1\rangle$  и  $|5\rangle$ . При этом двухфотонная отстройка  $\delta_2$  выступает в качестве однофотонной отстройки для внутренней трехуровневой системы. Как известно, когерентность в трехуровневой системе в условиях темного состояния не зависит от величины однофотонной отстройки. В то же время для того, чтобы наведенная на верхних уровнях когерентность равномерно переносилась на нижние уровни, необходима эквивалентность полей на переходах  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  и  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$ . Отсюда требование равенства огибающих полей на этих переходах и более жесткие условия на отклонение от четырехфотонного резонанса, которые, тем не менее, могут составлять несколько гигагерц. При этом однофотонные отстройки от резонанса должны вы-

бираться достаточно большими. Подобные диапазоны отстроек от резонансов существенно облегчают выбор атомных схем, допускающих двойную запись оптической информации. Действительно, выбирая импульс на первом переходе с достаточно большой отстройкой от однофотонного резонанса, мы тем самым фиксируем и четырехфотонную отстройку. Чтобы эта отстройка была мала, нам необходимо подобрать соответствующую трехфотонную отстройку, что несложно выполнить. Таким образом, основными ограничениями на частоты импульсов являются условия на однофотонные отстройки  $\Delta_3 - \Delta_2 \sim \Delta_1$  и  $\Delta_4 - \Delta_1 \ll \Delta_1$ .

Проведенный численный анализ показывает, что экспериментальная реализация предлагаемой двойной записи информации может быть легко осуществлена не только в парах щелочных металлов (например, рубидия), но и в твердотельных материалах (например, в кристаллах, допированных редкоземельными элементами, или в NV-центрах алмазов).

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКНМО Армении (тема 15Т-1С066).

## ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Валиев, УФН **175**, 3 (2005).
2. N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, Rev. Mod. Phys. **83**, 33 (2011).
3. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
4. M. D. Lukin, Rev. Mod. Phys. **75**, 457 (2003).
5. I. Novikova, R. Walsworth, and Y. Xiao, Laser and Photonics Rev. **6**, 333 (2012).
6. K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, Rev. Mod. Phys. **70**, 1003 (1998).
7. P. Král, I. Thanopoulos, and M. Shapiro, Rev. Mod. Phys. **79**, 53 (2007).
8. И. В. Баргатин, Б. А. Гришанин, В. Н. Задков, УФН **171**, 625 (2001).
9. H. J. Kimble, Nature **453**, 1023 (2008).
10. L. Li, Y. O. Dudin, and A. Kuzmich, Nature **498**, 466 (2013).
11. K. Hammerer, A. S. Sørensen, and E. S. Polzik, Rev. Mod. Phys. **82**, 1041 (2010).
12. A. Gaetan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk et al., Nature Phys. **5**, 115 (2009).

13. A. V. Gorshkov, J. Otterbach, M. Fleischhauer et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 133602 (2011).
14. Р. А. Ахмеджанов, А. А. Бондарцев, Л. А. Гуштин и др., *Письма в ЖЭТФ* **94**, 945 (2011).
15. G. Heinze, C. Hubrich, and T. Halfmann, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 033601 (2013).
16. D. Petrosyan and G. Kurizki, *Phys. Rev. A* **65**, 033833 (2002).
17. S. Li, X. Yang, X. Cao et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 073602 (2008).
18. F. E. Zimmer, J. Otterbach, R. G. Unanyan et al., *Phys. Rev. A* **77**, 063823 (2008).
19. C. Ottaviani, S. Rebić, D. Vitali, and P. Tombesi, *Phys. Rev. A* **73**, 010301 (2006).
20. A. Joshi and M. Xiao, *Phys. Rev. A* **71**, 041801 (2005).
21. G. Grigoryan, V. Chaltykyan, E. Gazazyan et al., *Phys. Rev. A* **91**, 023802 (2015).
22. E. A. Gazazyan, G. G. Grigoryan, and V. O. Chaltykyan, *J. Contemp. Phys. (Armen. Acad. Sci.)* **50**, 233 (2015).
23. J. R. Csesznegi and R. Grobe, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3162 (1997).
24. V. Chaltykyan, G. Grigoryan, and G. Nikogosyan, *Phys. Rev. A* **68**, 013819 (2003).
25. О. С. Тихова, *Изв. НАН Армении, Физика* **51**, 339 (2016).
26. G. Grigoryan and Y. Pashayan, *Opt. Comm.* **198**, 107 (2001).