Известия НАН Армении, Физика, т.50, №3, с.312-320 (2015)

УДК 530.145

ВОЗБУЖДЕНИЕ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ АДИАБАТИЧЕСКИМ ПЕРЕНОСОМ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Э.А. ГАЗАЗЯН[*], Г.Г. ГРИГОРЯН, $\boxed{\text{В.О. ЧАЛТЫКЯН}}$

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

[*]e-mail: emilgazazyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 19 февраля 2015 г.)

Рассмотрено адиабатическое взаимодействие пятиуровневой системы лестничного типа с четырьмя лазерными импульсами при условии равенства нулю всех трёх двухфотонных резонансов. Получены аналитические выражения для квазиэнергий рассматриваемой системы и условие адиабатичности взаимодействия. Проанализирован процесс эффективного адиабатического возбуждения системы, который может быть успешно применён для получения ридберговских атомов.

1. Введение

Ридберговские атомы привлекают в последние годы большое внимание исследователей в области квантовой и нелинейной оптики из-за характерного для них сильного взаимодействия [1]. При возбуждении атомов из основного состояния в ридберговское происходит явление, получившие название «дипольной блокады» [2–6]. Формируемый в объёме такой блокады «суператом» рассматривается как перспективный объект для реализации многих схем квантовой информатики [7–9]. В связи с этим актуальной становится задача эффективного возбуждения атомов в ридберговские состояния.

Одним из эффективных методов возбуждения атомных состояний является метод адиабатического переноса населённостей, получивший в литературе название STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage) [10–13]. Перенос населённостей в трёхуровневых системах осуществляется с помощью так называемой контринтуитивной последовательности лазерных импульсов, при которой первый импульс (стоксовый импульс) включается между незаселёнными уровнями, вызывая их штарковское смещение, а второй импульс (импульс накачки) включается на основном переходе с некоторой задержкой относительно первого.

Обобщение метода STIRAP на многоуровневые системы, теоретические и экспериментальные исследования особенностей этого метода, его преимущества перед другими методами переноса населённостей и многочисленные применения достаточно детально исследованы [14–17]. Однако во всех этих работах за основу берётся адиабатическое состояние, соответствующее нулевому собственному состоянию гамильтониана взаимодействия.

В настоящей работе мы сосредоточимся на адиабатических состояниях, соответствующих отличным от нуля собственным значениям, и рассмотрим пятиуровневую систему лестничного типа, взаимодействующую с четырьмя адиабатическими лазерными импульсами (см. рис.1). Импульсы могут иметь различные длительности и различные последовательности включения и выключения. При этом длительности импульсов предполагаются намного короче всех времён релаксаций в системе. Основным ограничением на схему взаимодействия является требование равенства нулю всех двухфотонных отстроек от резонансов при отличных от нуля однофотонных отстройках. Равенство нулю двух из трёх двухфотонных отстроек приводит, как известно [10], к существованию нулевого собственного значения гамильтониана взаимодействия. Мы покажем, что при условии равенства нулю всех трёх двухфотонных отстроек от резонанса собственные состояния могут быть определены аналитически, и с помощью этих состояний возможно осуществить эффективный перенос атомных населённостей с меньшими потерями, чем в традиционной цепочке STIRAP-STIRAP [11,18].

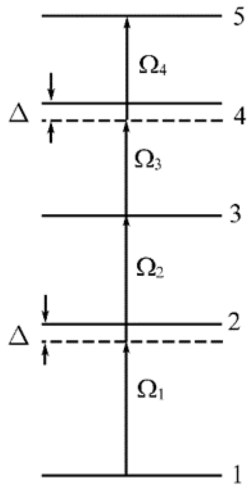

Рис.1. Схема уровней атома и соответствующие частоты Раби.

2. Формализм

Рассмотрим атомную систему из пяти уровней, приведённую на рис.1. Гамильтониан взаимодействия в резонансном приближении имеет следующий вид:

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

Здесь $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ – проекционные матрицы ($|i\rangle$ – собственные состояния гамильтониана свободного атома), Ω_i – частоты Раби на переходах $i \to i+1$, δ_{i-1} – многофотонные отстройки от резонанса, $\delta_0 = 0$. Частоты Раби предполагаются реальными и положительными, а их фазы, которые могут меняться при распространении в среде, включены в однофотонные отстройки от резонанса Δ_i, определяемые следующим образом:

$$\begin{aligned} &\Delta_i = \omega_{i+1,i} - \omega_i + \dot{\varphi}_i, \text{ если } \quad \omega_{i+1,i} > 0, \\ &\Delta_i = \omega_{i,i+1} - \omega_i + \dot{\varphi}_i, \text{ если } \quad \omega_{i+1,i} < 0. \end{aligned} \tag{2}$$

Многофотонные отстройки от резонанса выражаются через однофотонные отстройки:

$$\delta_1 = \Delta_1, \quad \delta_2 = \Delta_1 + \Delta_2, \quad \delta_3 = \Delta_3 + \delta_2, \quad \delta_4 = \Delta_4 + \delta_3. \tag{3}$$

Условие равенства нулю всех трёх двухфотонных резонансов в системе означает, что

$$\delta_2 = 0, \; \delta_3 - \delta_1 = 0, \; \delta_4 - \delta_2 = 0. \tag{4}$$

Для рассматриваемой системы лестничного типа из этого следует, что

$$\Delta_1 = \Delta_3 = \Delta, \quad \Delta_2 = \Delta_4 = -\Delta. \tag{5}$$

Уравнение для собственных значений гамильтониана взаимодействия, то есть уравнение $\det(H - \lambda I) = 0$, при вышеприведённых условиях на отстройки от резонанса имеет следующий вид:

$$\lambda^2(\lambda - \Delta)\left[\lambda(\lambda - \Delta) + \Omega_s^2\right] + V^4\lambda = 0. \tag{6}$$

Здесь введены обозначения

$$\Omega_s^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2 + \Omega_4^2,$$

$$V^4 = \Omega_2^2\Omega_4^2 + \Omega_1^2\Omega_3^2 + \Omega_1^2\Omega_4^2.$$

Уравнение (6) может быть переписано в виде

$$\lambda\left[x^2 - \Omega_s^2 x + V^4\right] = 0, \tag{7}$$

где через x обозначена величина $x = \lambda(\lambda - \Delta)$. Решение уравнения (7) не представляет сложности, и для собственных значений гамильтониана взаимодействия получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} &\lambda_0 = 0, \\ &\lambda_{3,1} = \frac{1}{2}\left(\Delta \pm \left(\Delta^2 + 4x_1\right)^{\frac{1}{2}}\right), \\ &\lambda_{2,4} = \frac{1}{2}\left(\Delta \pm \left(\Delta^2 + 4x_2\right)^{\frac{1}{2}}\right). \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь $x_{2,1}=\frac{1}{2}\left[\Omega_1^2\pm\left(\Omega_s^4-4V^4\right)^{1/2}\right]$. Отметим, что условие $\Omega_s^4\geq 4V^4$ всегда выполняется, и все полученные собственные значения действительны, как и следовало ожидать.

Условие адиабатичности взаимодействия на отдельном атоме, т. е. $\left|\lambda_i-\lambda_j\right|T\gg 1$ для всех $i\neq j$, где T − время взаимодействия, приводит к следующим ограничениям на параметры импульсов:

$$\begin{gathered}\frac{\left(x_2-x_1\right)T}{\left(\Delta^2+4x_2\right)^{\frac{1}{2}}}\gg 1,\\ \left(\Delta^2+4x_1\right)^{\frac{1}{2}}T\gg 1,\\ \frac{x_{1,2}T}{\left(\Delta^2+4x_2\right)^{\frac{1}{2}}}\gg 1.\end{gathered}\tag{9}$$

Отметим, что последнее условие может выполняться только при $V^4\neq 0$, что в свою очередь означает, что область перекрытия импульсов должна быть отлична от нуля.

Для упрощения расчётов рассмотрим частный случай, когда импульсы на переходах 1→2 и 4→5 имеют одинаковую временную огибающую, но могут отличаться по частоте, т.е. ограничимся случаем $\Omega_1=\Omega_4$. При таком условии собственные значения гамильтониана (1) приобретают существенно более простой вид:

$$\begin{gathered}\lambda_0=0,\quad \lambda_{1,3}=\frac{1}{2}\left(\Delta\mp\sqrt{\Delta^2+4\Omega_1^2}\right),\\ \lambda_{2,4}=\frac{1}{2}\left(\Delta\mp\sqrt{\Delta^2+4(\Omega_1^2+\Omega_2^2+\Omega_3^2)}\right).\end{gathered}\tag{10}$$

Отметим, что при выключении полей $\lambda_{1,2}\to 0$ и $\lambda_{3,4}\to\Delta$. Особенностью этих решений является то, что $\lambda_{1,3}$ зависит теперь только от частоты Раби Ω_1 и совпадает с адиабатическими энергиями двухуровневой системы в поле импульса Ω_1.

Чтобы вычислить собственные векторы, соответствующие этим собственным значениям, введём следующие обозначения:

$$\begin{gathered}\Omega^2=\Omega_1^2+\Omega_2^2,\\ \tan\theta=\frac{\Omega_2}{\Omega_3},\quad \tan\Phi_1=-\frac{\lambda_1}{\Omega_1},\\ \tan\Phi_2=-\frac{\lambda_2}{\Omega_1},\quad \tan\Phi=-\frac{\Omega}{\Omega_1}\cos\Phi_2.\end{gathered}\tag{11}$$

Тогда собственный вектор, соответствующий собственному значению λ_1, будет иметь вид

$$\left|\lambda_1\right\rangle = \left|\psi_1\right\rangle \cos\theta - \left|\psi_2\right\rangle \sin\theta . \qquad (12)$$

Здесь $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ являются суперпозиционными состояниями двухуровневых систем соответственно $1 \to 2$ и $5 \to 4$:

$$\begin{aligned} \left|\psi_1\right\rangle &= \cos\phi_1 \left|1\right\rangle - \sin\phi_1 \left|2\right\rangle, \\ \left|\psi_2\right\rangle &= \cos\phi_1 \left|5\right\rangle - \sin\phi_1 \left|4\right\rangle. \end{aligned} \qquad (13)$$

Как видим, собственное состояние, соответствующее λ_1, не содержит атомного состояния $|3\rangle$ и формально совпадает с «темным» состоянием в трёхуровневой Λ-системе [10] $\left(\left|d\right\rangle = \cos\theta\left|1\right\rangle - \sin\theta\left|3\right\rangle\right)$ при замене в последней нижних уровней $|1\rangle$ и $|3\rangle$ на суперпозиционные состояния $\left|\psi_1\right\rangle$ и $\left|\psi_2\right\rangle$.

Аналогичным образом, собственное состояние, соответствующее собственному значению λ_2, имеет вид

$$\left|\lambda_2\right\rangle = \left|\psi'_1\right\rangle \cos\Phi\cos\theta - \sin\phi\left|3\right\rangle + \left|\psi'_2\right\rangle \cos\Phi\sin\theta, \qquad (14)$$

где $\left|\psi'_1\right\rangle = \cos\Phi_2\left|1\right\rangle - \sin\Phi_2\left|2\right\rangle$ и $\left|\psi'_2\right\rangle = \cos\Phi_2\left|5\right\rangle - \sin\Phi_2\left|4\right\rangle$.

Как и в предыдущем случае, собственное состояние $\left|\lambda_2\right\rangle$ совпадает со «светлым» состоянием в трёхуровневой Λ-системе [19] при замене нижних уровней в последней на суперпозиционные состояния $\left|\psi'_1\right\rangle$ и $\left|\psi'_2\right\rangle$.

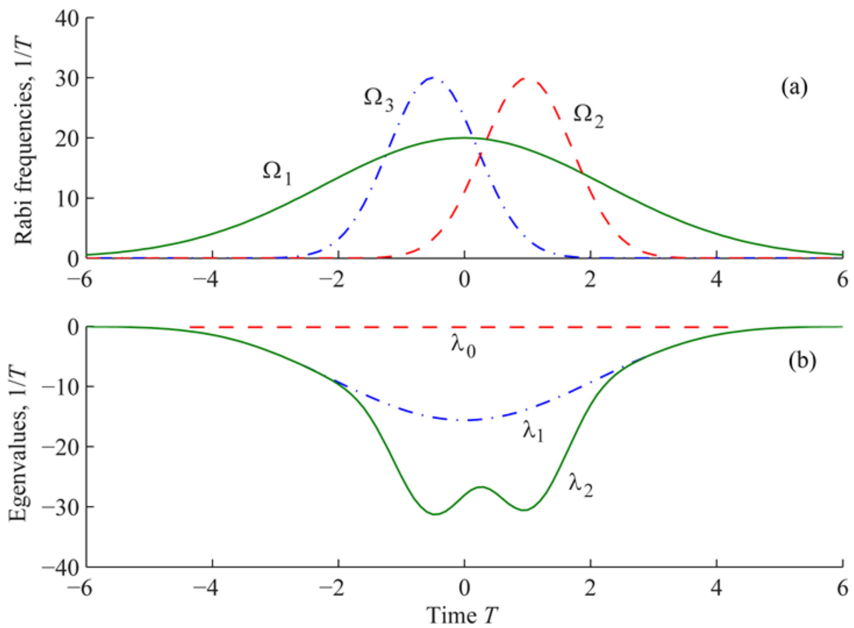

Рис.2. Зависимости от времени (a) частот Раби и (b) квазиэнергий при $\Delta = 1/T$. Форма импульсов выбрана гауссовской.

Зависимости собственных значений λ_1 и λ_2 от времени приведены на рис.2. Как видно из рисунка, условие адиабатичности взаимодействия для выбранных параметров в области перекрытия импульсов хорошо выполняется.

3. Перенос населённостей

Как было показано в предыдущем разделе, при определённых условиях на отстройки и огибающие импульсов пятиуровневая система имитирует трёхуровневую Λ-систему, в которой перенос населённостей детально исследован. Таким образом, мы можем использовать состояние $|\lambda_1\rangle$, имитирующее «тёмное» состояние для переноса населённостей с нижнего уровня $|1\rangle$ на верхний уровень $|5\rangle$ процессом, подобным обычному STIRAP. На рис.3 приведена динамика населённостей атомных уровней и продемонстрирован полный перенос населённостей на верхний уровень. В отличие от обычной Λ-системы в процессе взаимодействия промежуточные уровни $|2\rangle$ и $|4\rangle$ частично заселяются, обращаясь в нуль в конце взаимодействия. Однако эти населённости могут быть уменьшены выбором большой однофотонной отстройки. В тоже время населённость промежуточного уровня $|3\rangle$ остаётся равной нулю в течении всего процесса взаимодействия. Подчеркнём, что условие большой однофотонной отстройки не является критичным для переноса населённостей.

Для сравнения рассмотрим также известную в литературе цепочку STIRAP-STIRAP, осуществляющую перенос населённостей через состояние, соответствующее собственному значению $\lambda = 0$. Это собственное состояние не

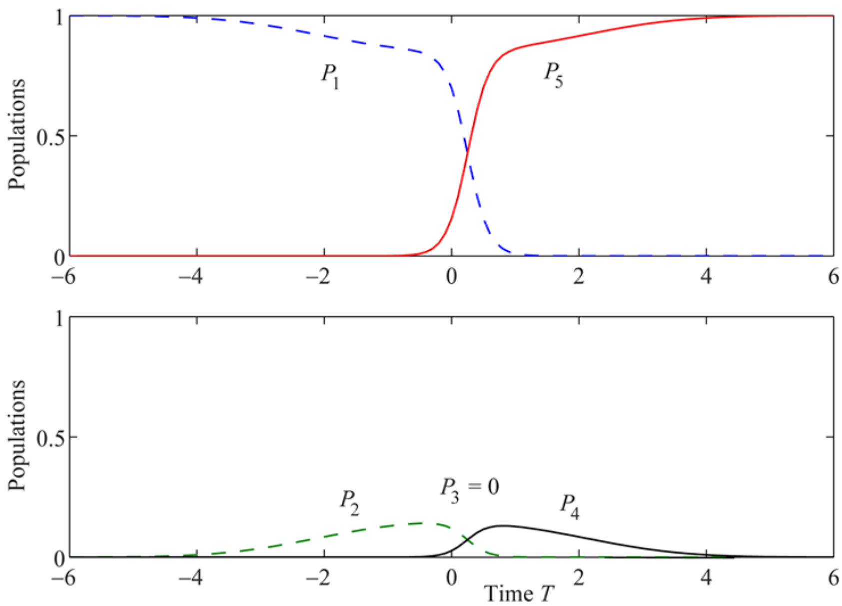

Рис.3. Динамика населённостей атомных уровней P_i в состоянии $|\lambda_1\rangle$ при последовательности импульсов, приведённой на рис.2.

содержит промежуточных уровней $|2\rangle$ и $|4\rangle$, но зато содержит уровень $|3\rangle$ [20]:

$$\left|\lambda_0\right\rangle = \cos\theta_1\cos\theta_2\left|1\right\rangle - \sin\theta_1\cos\theta_2\left|3\right\rangle + \sin\theta_1\sin\theta_2\left|5\right\rangle . \qquad (15)$$

Углы θ_1 и θ_2 определяются следующим образом: $\tan\theta_1 = \Omega_2 / \Omega_1$ и $\tan\theta_2 = \Omega_3 / \Omega_4$.

Таким образом, при контринтуитивных последовательностях импульсов Ω_1, Ω_2 и Ω_3, Ω_4 углы θ_1 и θ_2 изменяются от 0 до $\pi / 2$, и атом переходит с уровня $|1\rangle$ на уровень $|5\rangle$. Однако населённость промежуточного уровня $|3\rangle$ достигает значения 0.25 при любых значениях отстроек.

Состояние $\left|\lambda_2\right\rangle$, как отмечалось выше, является аналогом «светлого» состояния в Λ-системе, через которое можно осуществлять перенос населённостей методом b-STIRAP [18,19]. Следовательно, это состояние можно также использовать для переноса населённостей с нижнего уровня на верхний, используя процесс, аналогичный b-STIRAP. Перенос населённостей для этого случая приведен на рис.4. Контринтуитивная последовательность импульсов Ω_2 и Ω_3 должна быть заменена на интуитивную, т.е. импульс Ω_2 должен включаться раньше импульса Ω_3. Действительно, если до взаимодействия с импульсами атом находился в состоянии $|1\rangle$, то для реализации состояния $\left|\lambda_2\right\rangle$ необходимо, чтобы при $t \to -\infty$ угол Φ стремился к нулю, а угол θ стремился к $\pi / 2$, что может быть реализовано при последовательности импульсов, приведённой на рис.2 при перестановке импульсов Ω_2 и Ω_3 местами. Как и следовало ожидать, в процессе взаимодействия заселяются все три промежуточных

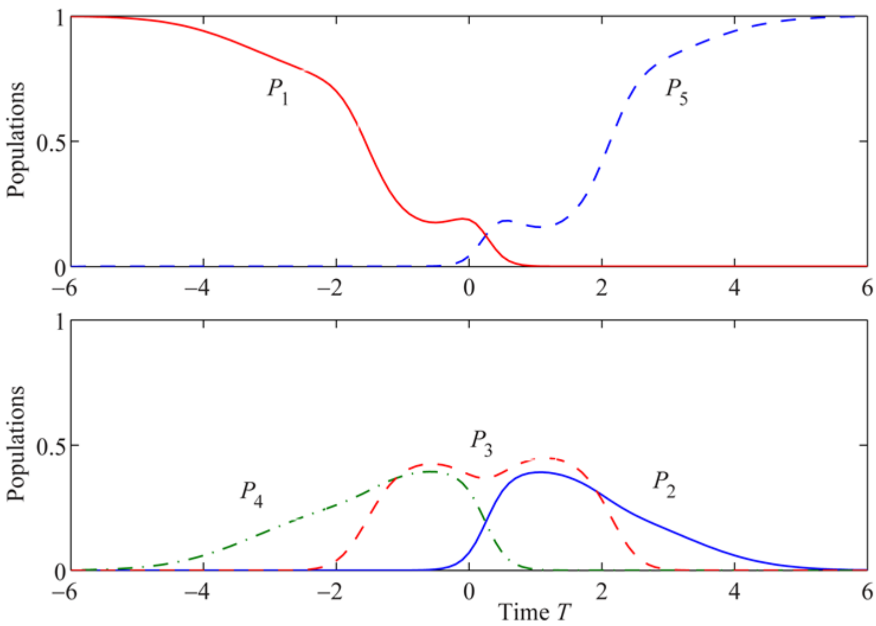

Рис.4. Динамика населённостей атомных уровней P_i в состоянии $|\lambda_2\rangle$ при интуитивной последовательности импульсов.

уровня. Однако, как было показано в [19], в процессе b-STIRAP перенос населённостей происходит быстрее, чем в процессе STIRAP, что может оказаться преимуществом этого метода в некоторых прикладных задачах.

4. Заключение

В работе продемонстрирована возможность инвертирования пятиуровневой системы лестничного типа с помощью адиабатического переноса населённостей. Рассмотренная схема взаимодействия может получить широкое применение для возбуждения высоколежащих ридберговских состояний. При условии равенства нулю всех трёх двухфотонных отстроек от резонансов получены аналитические выражения для собственных значений и собственных векторов гамильтониана взаимодействия, а также условие адиабатичности взаимодействия. Показано, что рассматриваемая пятиуровневая система может полностью имитировать трёхуровневую Λ-систему. «Одетые» состояния в пятиуровневой системе, соответствующие ненулевым собственным значениям, формально совпадают с собственными значениями трёхуровневой системы, если в последней основные состояния заменить на суперпозиционные состояния двухуровневой системы. Это позволяет осуществлять адиабатический перенос населённостей в пятиуровневой системе методами, применяемыми для трёхуровневой системы. В работе аналитически и численно проанализирован перенос населённостей как методом, подобным STIRAP с помощью контринтуитивной последовательности трёх импульсов, так и методом, подобным b-STIRAP с помощью интуитивной последовательности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **T.F. Gallagher.** Rydberg Atoms. Cambridge, Cambridge University Press, 1994.
2. **A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys , Ph. Grangier.** Nature Physics, **5**, 115 (2009).
3. **H. Weimer, R. Löw, T. Pfau, H.P. Büchler.** Phys. Rev. Lett., **101**, 250601 (2008).
4. **E. Urban, T.A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower.** Nature Physics, **5**, 110 (2009).
5. **A.V. Gorshkov, J. Otterbach, M. Fleischhauer, T. Pohl.** Phys. Rev. Lett., **107**, 133602, (2011).
6. **D. Petrosyan, K. Mølmer.** Phys. Rev. A., **87**, 033416, (2013).
7. **D. Jaksch, J.I. Cirac, P. Zoller, S.L. Rolston, R. Côté, M.D. Lukin.** Phys. Rev. Lett., **85**, 2208 (2000).
8. **M.D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Côté, L.M. Duan, D. Jaksch, J.I. Cirac, P. Zoller.** Phys. Rev. Lett., **87**, 037901 (2001).
9. **L. Li, Y.O. Dudin , A. Kuzmich.** Nature, **498**, 466 (2013).
10. **K. Bergman, H. Theuer, B. Shore.** Rev. Mod. Phys., **70**, 1003 (2004).
11. **N.V. Vitanov, B.W. Shore, K. Bergman.** Adv. Atom., Mol., Optical Physics, **46**, 55 (2001).
12. **P. Kral, I. Thanopulos, M. Shapiro.** Rev. Mod. Phys., **79**, 53 (2007).
13. **D. Møller, L.B. Madsen, K. Mølmer.** Phys. Rev. Lett., **100**, 170504 (2008).

14. **D. Møller, J.L. Sørensen, J.B. Thomsen, M. Drewsen.** Phys. Rev. A, **76**, 062321 (2007).
15. **B.W. Shore, K. Bergmann, J. Oreg, S. Rosenwaks.** Phys. Rev A, **44**, 7442 (1991).
16. **F.T. Hioe, C.E. Carrol.** Phys. Rev. A, **37**, 3000 (1988).
17. **J. Appel, K.P. Marzlin, A.I. Lvovsky.** Phys. Rev. A, **73**, 013804 (2006).
18. **G.G. Grigoryan, G.V. Nikoghosyan, T. Halfmann, Y.T. Pashayan-Leroy, C. Leroy, S. Guerin.** Phys. Rev. A, **80**, 033402 (2009).
19. **J. Klein, F. Beil, Th. Halfmann.** Phys. Rev. Lett., **99**, 113003 (2007).
20. **V. Chaltykyan, E. Gazazyan, G. Grigoryan, O. Tikhova.** Int. J. Laser Phys., **24**, 035301 (2014).

ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՌԻԴԲԵՐԳՅԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԴԻԱԲԱՏ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Վ.Օ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ

Դիտարկված է աստիճանաձև հինգ մակարդականի համակարգի ադիաբատ փոխազդեցությունը չորս լազերային իմպուլսների հետ՝ այդ դեպքում երբ տվյալ համակարգում բոլոր երեք երկֆոտոնային ռեզոնանսերը հավասար են զրոյի: Դիտարկվող համակարգի քվազիէներգիաների համար ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ և ադիաբատիկության պայմանները: Վերլուծված է այդպիսի համակարգի ադիաբատ գրգռման էֆեկտիվ պրոցեսը, որը կարող է հաջողությամբ կիրառվել ռիդբերգյան ատոմների ստացման համար:

EXCITATION OF RYDBERG STATES OF ATOMS VIA ADIABATIC TRANSFER OF POPULATION

E.A. GAZAZYAN, G.G. GRIGORYAN, V.O. CHALTYKYAN

We consider adiabatic interaction of five-level ladder system with four laser pulses under the condition of all two-photon detunings being zero. Analytical expressions for quasi-energy of the considered system and the condition of adiabatic interaction are derived. The process of effective adiabatic excitation of such system is analysed. This process can be successfully applied for the Rydberg atoms.