

УДК 530.145

ЧЕТЫРЕХФОТОННОЕ АДИАБАТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

Э.А. ГАЗАЗЯН, Г.Г. ГРИГОРЯН, Д.Н. ХАЧАТРЯН*

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: khachatryan.ipr@gmail.com

(Поступила в редакцию 20 сентября 2018 г.)

Исследуется распространение четырех лазерных импульсов в пятиуровневой системе лестничного типа в случае произвольных интенсивностей и разных сил осцилляторов, когда во всем объеме среды формируется одно из собственных состояний гамильтониана взаимодействия. С учётом первой неадиабатической поправки выведены уравнения распространения. Получено аналитическое решение этих уравнений. А также получены условия эффективного возбуждения пятого уровня во всем объеме среды и ограничения на параметры взаимодействия.

1. Введение

Исследования когерентных взаимодействий резонансного лазерного излучения с отдельными атомами и атомарными средами проводились с самого начала развития нелинейной оптики и лазерной физики с 60-х годов прошлого столетия [1, 2]. Однако в последние годы количество публикаций в этой области физики значительно возросло в связи с бурным развитием экспериментальной техники. Успешные эксперименты по распространению света со сверхмедленной скоростью [3, 4] и со скоростью, превышающей скорость света в вакууме [5, 6], электромагнитно-индуцированная прозрачность [7, 8], когерентное пленение атомных населённости и возможность когерентного контроля над состоянием атома [9, 10], эффективное возбуждение ридберговских атомов [11, 12] получили широкое практическое применение в таких областях исследований, как лазерное охлаждение атомов, генерация без инверсии, новые прецизионные методы магнитометрии, когерентный контроль над химическими реакциями и т. д.

Теоретические модели, лежащие в основе всех этих процессов, в основном, ограничиваются моделью трехуровневой системы, однако использование многоуровневых систем может иметь ряд преимуществ по сравнению с трёхуровневыми [13]. В работе [14] было экспериментально исследовано трёхфотонное возбуждение ридберговских уровней, а в нашей предыдущей работе [15] была

предложена схема четырёхфотонного возбуждения этих уровней, имеющая ряд преимуществ по сравнению с использованной в работе [14]. В основе предложенного метода лежал адиабатический перенос населенностей через собственное состояние гамильтониана взаимодействия, имитирующее трехуровневую систему [13]. Детальное исследование этого состояния и условий его формирования было проведено в работе [16]. Однако эти исследования ограничивались процессами на одном атоме.

При переходе к макроскопическим объёмам возникает целый ряд вопросов, требующих дополнительного исследования. Влияние фазовой самомодуляции, возникающей при распространении, было рассмотрено в работе [17], в которой мы ограничились адиабатическим распространением импульсов и случаем равных сил осцилляторов. Однако адиабатичность взаимодействия, обеспеченная на одном атоме, быстро разрушается при переходе к макроскопическим объёмам.

Целью настоящей работы является анализ процесса разрушения адиабатичности взаимодействия и определение длины, на которой первая неадиабатическая поправка остается малой, т. е. взаимодействие в среде может еще считаться адиабатическим. В работе приводится решение уравнений распространения при произвольном соотношении сил осцилляторов на смежных переходах и с учётом первой неадиабатической поправки, позволяющее определить нелинейные групповые скорости импульсов. Длительности импульсов предполагаются много меньше всех времен релаксаций, обусловленных однородными и неоднородными уширениями. Показано, что различие в групповых скоростях импульсов приводит к изменению области перекрытия импульсов и существенному изменению формы импульсов. Из-за этого эффективность возбуждения верхнего состояния ухудшается по мере распространения импульсов и полностью прекращается после прохождения критической длины, при которой область перекрытия импульсов обращается в нуль. Проанализирована зависимость эволюции импульсов и вероятности возбуждения атомной системы от соотношения сил осцилляторов на различных переходах. Получены аналитические оценки для параметров взаимодействия и длины среды, при которых возможно эффективное возбуждение ридберговских состояний четырёхфотонным адиабатическим переносом населённости во всем макроскопическом объёме.

2. Основные формулы

Укороченные уравнения распространения импульсов в резонансной среде в бегущей системе координат ($x, \tau = t - x/c$) хорошо известны (см., например, [1]):

$$\frac{\partial E_j e^{i\varphi_j}}{\partial x} = i \frac{2\pi N \omega_j}{c} \langle d_j \rangle. \quad (1)$$

Здесь E_j , ϕ_j и ω_j – амплитуда, фаза и несущая частота j -го импульса, N – плотность атомов и $\langle d_j \rangle$ – амплитуда среднего дипольного момента атома на частоте ω_j , которая может быть вычислена с помощью уравнения Шредингера для импульсов, длительности которых много меньше всех времён релаксаций, или с помощью уравнений для матрицы плотности для произвольных длительностей. Следуя стандартной процедуре [1] и разделяя уравнения (1) на действительную и мнимую части, можно получить уравнения для интенсивностей импульсов (в которые будут входить мнимые части поляризации среды на соответствующих частотах) и для фаз импульсов (в которые будут входить действительные части). Поскольку в гамильтониан взаимодействия входят частоты Раби и отстройки от резонансов, удобнее записывать уравнения распространения именно для этих величин. Для этого необходимо продифференцировать уравнения для фаз по времени. При этом временные производные фаз частот Раби включаются в определения однофотонных расстройок (см. ниже). Для системы лестничного типа, рассматриваемой в работе [15], уравнения распространения будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_1^2}{\partial x} &= q_1 N \frac{\partial |b_1|^2}{\partial \tau}, & \frac{\partial \Omega_2^2}{\partial x} &= q_2 N \frac{\partial (|b_1|^2 + |b_2|^2)}{\partial \tau}, \\ \frac{\partial \Omega_3^2}{\partial x} &= q_3 N \frac{\partial (|b_4|^2 + |b_5|^2)}{\partial \tau}, & \frac{\partial \Omega_4^2}{\partial x} &= q_4 N \frac{\partial |b_5|^2}{\partial \tau}, \\ \frac{\partial \Delta_i}{\partial x} &= q_i N \frac{\partial \operatorname{Re}(b_i^* b_{i+1})}{\partial \tau \Omega_i}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь Ω_i – частоты Раби соответствующих импульсов (см. рис. 1), Δ_i – однофотонные расстройки от резонансов $\Delta = \omega_{i+1,i} - \omega_i + \phi_i$, b_i – амплитуды атомных состояний, входящие в волновую функцию, описывающую состояние атома в поле излучения, N – плотность атомов, а через q_i обозначены параметры среды, которые пропорциональны силам осцилляторов на соответствующих переходах, $q_i = 2\pi\omega_i |d_{i,i+1}|^2 / \hbar c$. Особенностью этих уравнений является то, что в правую часть входят производные по времени. Это означает, что использование адиабатических волновых функций будет соответствовать учету первой неадиабатической поправки, т. е. учёту нелинейных групповых скоростей [18].

Адиабатические волновые функции для пятиуровневой системы при условии всех трех точных двухфотонных резонансов были вычислены в наших предыдущих работах [13, 15]. Здесь нас будет интересовать состояние, имитирующее трёхуровневую систему, а именно:

$$|\lambda_1\rangle = \cos\theta |\psi_1\rangle - \sin\theta |\psi_2\rangle, \quad (3)$$

где $|\psi_{1,2}\rangle$ являются суперпозиционными состояниями двухуровневой системы (см. нумерацию атомных состояний на рис.1а):

$$|\psi_1\rangle = \cos\phi_1 |1\rangle - \sin\phi_1 |2\rangle, \quad |\psi_2\rangle = \cos\phi_1 |5\rangle - \sin\phi_1 |4\rangle. \quad (4)$$

Обозначения в формулах (3) и (4) следующие: $\tan\theta = \Omega_2/\Omega_3$ и $\tan\phi_1 = -\lambda_1/\Omega_1$, где λ_1 – собственное значение гамильтониана взаимодействия

$$\lambda_1 = \frac{\Delta - \sqrt{\Delta^2 + 4\Omega_1^2}}{2}. \quad (5)$$

Состояние λ_1 реализуется при контринтуитивной последовательности включения импульсов Ω_2 и Ω_3 и имитирует тёмное состояние в трёхуровневой системе $|d\rangle = \cos\theta |1\rangle - \sin\theta |3\rangle$.

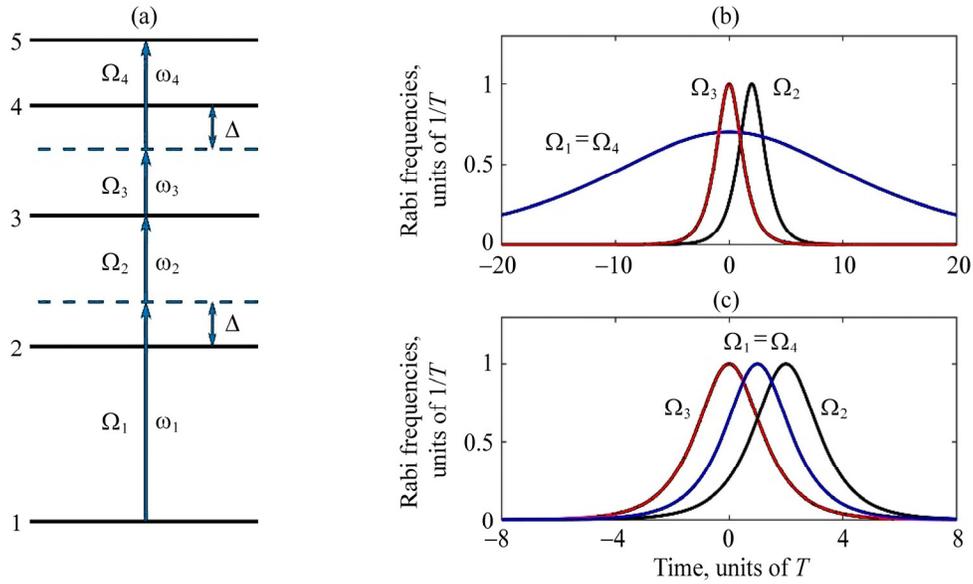


Рис.1. (а) Схема атомных уровней и (b), (c) возможные последовательности включения импульсов.

3. Решение уравнений распространения

В среде, состоящей из атомов с разными силами осцилляторов на смежных переходах, удобнее перейти от частот Раби к плотностям потоков фотонов, определяемых следующим образом:

$$n_i = \frac{c |E_i|^2}{2\pi \hbar \omega_i} = \frac{\Omega_i^2}{q_i}. \quad (6)$$

Используя состояние $|\lambda_1\rangle$ и переписывая уравнения (2) для плотности потока фотонов, получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_1}{\partial x} &= N \frac{\partial}{\partial \tau} \cos^2 \phi_1 \cos^2 \theta, & \frac{\partial n_2}{\partial x} &= N \frac{\partial}{\partial \tau} \cos^2 \theta, \\
\frac{\partial n_4}{\partial x} &= N \frac{\partial}{\partial \tau} \cos^2 \phi_1 \sin^2 \theta, & \frac{\partial n_3}{\partial x} &= N \frac{\partial}{\partial \tau} \sin^2 \theta, \\
\frac{\partial \Delta_1}{\partial x} &= -q_1 N \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\cos^2 \theta \sin 2\phi_1}{2\Omega_1}, & \frac{\partial \Delta_2}{\partial x} &= \frac{\partial \Delta_3}{\partial x} = 0, \\
\frac{\partial \Delta_4}{\partial x} &= -q_4 N \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\sin^2 \theta \sin 2\phi_1}{2\Omega_4}, & \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{q_2 q_3 N}{Q^2(\theta)(n_1 + n_2)} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= 0,
\end{aligned} \tag{7}$$

где через $Q(\theta)$ обозначена обобщённая сила осциллятора двухфотонного перехода [19]

$$Q(\theta) = \frac{\Omega^2}{n_2 + n_3} = \frac{q_2 q_3}{q_3 \sin^2 \theta + q_2 \cos^2 \theta}. \tag{8}$$

Здесь $\Omega^2 = \Omega_2^2 + \Omega_3^2$ и Ω – обобщённая частота Раби для двухфотонного перехода.

Особенностью системы уравнений (7) является то, что эволюция импульсов на переходах $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 4$ не зависит от параметров импульсов на переходах $1 \rightarrow 2$ и $4 \rightarrow 5$. При этом суммарная плотность потока фотонов во втором и третьем импульсе является сохраняющейся величиной $n_2 + n_3 = n_0$ и однофотонные расстройки Δ_2 и Δ_3 также не изменяются при распространении. Остаётся только уравнение для угла смещения θ , решение которого хорошо известно (см., например, [20]):

$$\begin{aligned}
\Omega &= \sqrt{n_0 Q(\theta)}, & \theta &= \theta_0(\xi), \\
\Omega_2 &= \Omega \sin \Theta_0(\xi), & \Omega_3 &= \Omega \cos \Theta_0(\xi),
\end{aligned} \tag{9}$$

где n_0 и θ_0 – заданные на входе в среду функции, а $\xi(x, \tau)$ – нелинейная функция, определяемая выражением

$$\int_{\xi}^{\tau} n_0(t') dt' = \frac{q_2 q_3 N x}{Q^2(\theta_0(\xi))}. \tag{10}$$

Рассмотрим вначале линейное приближение по полю Ω_2 , т. е. ограничимся случаем $\theta \ll 1$. В этом пределе величина $Q(\theta)$ равна просто q_3 , а уравнение для θ описывает распространение с нелинейной групповой скоростью

$$u = \frac{c n_0(t)}{n_0 + c q_2 / q_3}. \tag{11}$$

Здесь $n_0 = n_{30}(t - x/c)$ – заданная на входе в среду плотность потока фотонов в третьем импульсе. Таким образом, в линейном приближении по θ оба импульса распространяются в среде без изменения формы, но с разными групповыми скоростями

$$\Omega_2 = \Omega_{20}(t - x/u), \quad \Omega_3 = \Omega_{30}(t - x/c). \quad (12)$$

Групповая задержка второго импульса относительно третьего составляет

$$\Delta t = \frac{q_2 Nx}{\Omega_{30}^2}. \quad (13)$$

На длинах прохождения, при которых $\Delta t \sim T_3$ импульсы будут полностью расходиться во времени. Отметим, однако, что при таких групповых задержках, когда второй импульс перемещается в область заднего фронта третьего импульса, нарушается само линейное приближение и это решение теряет свою справедливость.

В общем случае произвольных интенсивностей динамика распространения импульсов намного сложнее. Для иллюстрации на рис.2 приведены формы импульсов Ω_2 и Ω_3 на длине прохождения $Nx = 2\Omega_m^2 T / q_2$, вычисленные согласно формулам (9) и (10) (формы импульсов на входе в среду приведены на рис.1), где Ω_m – пиковое значение частоты Раби третьего импульса.

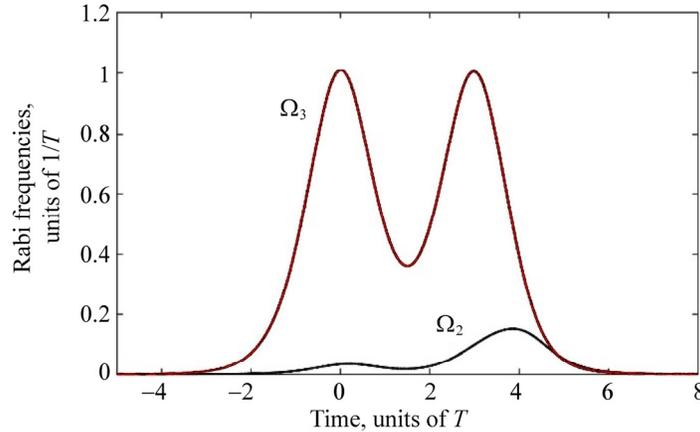


Рис.2. Временная эволюция нормированных частот Раби импульсов Ω_2 и Ω_3 на длине прохождения $Nx = 2\Omega_m^2 T / q_2$ в случае равных сил осцилляторов $q_2 = q_3 = q$.

После определения функции $\theta(\xi)$ решение системы уравнений (7) формально сводится к решению задачи о распространении одного импульса в двухуровневой системе [21, 22]. Однако адиабатическое состояние $|\lambda_1\rangle$ получено при условии равенства нулю всех трёх двухфотонных резонансов, т. е. при условии

$\Delta_1 = -\Delta_2 = \Delta_3 = -\Delta_4 = \Delta$. Поскольку в процессе распространения в среде расстройки $\Delta_{2,3}$ остаются постоянными, должны оставаться постоянными также и расстройки $\Delta_{1,4}$. Допустимые отклонения от этого условия были детально исследованы в работе [16], где было показано, что условия, налагаемые на двухфотонные резонансы, не являются жёсткими, а именно изменение однофотонной расстройки может находиться в пределах штарковских смещений атомных уровней. Как следует из формул (7), этому условию можно удовлетворить в случае больших однофотонных расстроек на длинах прохождения, удовлетворяющих следующим неравенствам:

$$\frac{q_{1,4}x}{\Delta^2 T} \ll 1, \quad \Delta T \gg 1, \quad \frac{\Omega_{1,4}}{\Delta} \ll 1. \quad (14)$$

Здесь T – наименьшая из длительностей импульсов.

Неравенства (14) совпадают с условием адиабатичности взаимодействия в двухуровневой среде. Отметим, что хотя в двухуровневой среде при адиабатическом взаимодействии невозможно обеспечить инверсию системы, в пятиуровневой среде это не мешает эффективному возбуждению верхнего уровня.

4. Перенос населённостей

Населенность пятого уровня в конце взаимодействия (т. е. при $t \rightarrow \infty$) составляет

$$|b_5|^2 = \cos^2 \phi_1 \sin^2 \theta = \sin^2 \theta_0(x, \xi(t \rightarrow \infty)), \quad (15)$$

где функция $\xi(x, t \rightarrow \infty)$ задается выражением

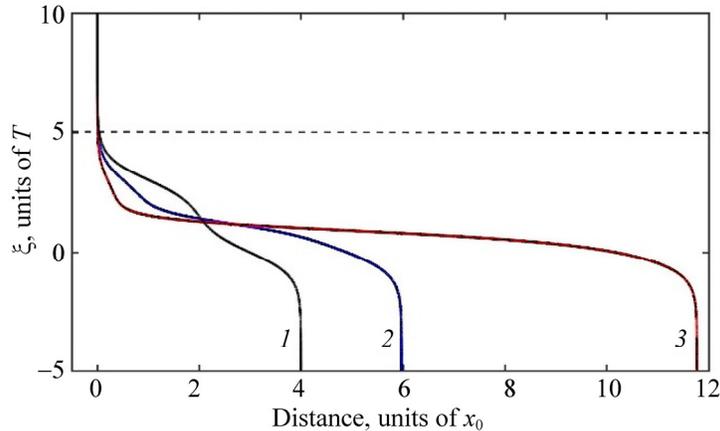


Рис.3. Зависимость функции $\xi(x, t \rightarrow \infty)$ от x при различных значениях отношения сил осцилляторов $r = q_3/q_2$ (кривые 1, 2 и 3 соответствуют значениям $r = 1, 2, 3$). Характерная длина $Nx_0 = 2\Omega_m^2 T/q_2$.

$$\int_{\xi}^{\infty} n_0(t') dt' = \frac{q_2 q_3 N x}{Q^2(\theta_0(\xi))}. \quad (16)$$

На рис.3 приведена эта функция при различных отношениях сил осцилляторов на смежных переходах.

При $x \rightarrow 0$ функция $\xi \rightarrow \infty$. С увеличением длины среды ξ убывает и наконец $\xi \rightarrow -\infty$ на длинах, зависящих от параметра $r = q_3 / q_2$. Как видим из рис.3, чем больше параметр r , тем меньше групповая задержка импульсов в среде. Однако чем больше параметр r , тем быстрее кривая $\xi(x)$ спадает на малых длинах. Очевидно, что эффективное возбуждение атомов будет происходить только на длинах распространения

$$N x < N x_0 = \Omega_m^2 T / q_2. \quad (17)$$

Характерная длина x_0 имеет наглядный физический смысл. Величина $\Omega_m^2 T / q_2$ пропорциональна плотности потока фотонов во втором импульсе, проинтегрированному по всему времени взаимодействия. Таким образом, неравенство (17) означает, что для эффективного возбуждения атомов на пятый уровень число атомов должно быть меньше, чем число фотонов во втором импульсе. На рис.4 приведена динамика населённости пятого уровня при различных длинах прохождения и больших однофотонных расстройках, при которых $\cos^2 \phi_1 \sim 1$.

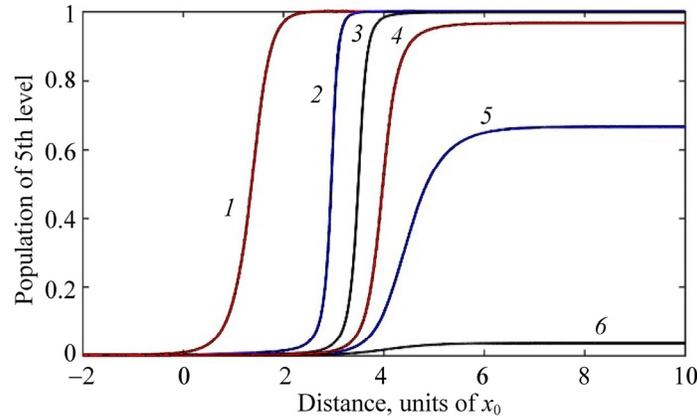


Рис.4. Динамика населённости пятого уровня при различных длинах прохождения: 1 – $x/x_0 = 0$, 2 – $x/x_0 = 1$, 3 – $x/x_0 = 1.5$, 4 – $x/x_0 = 1.8$, 5 – $x/x_0 = 2$ и 6 – $x/x_0 = 2.5$.

Как видим, эффективность возбуждения атомов остаётся достаточно высокой при длинах $x \sim x_0$, но начинает спадать при $x > x_0$. Частичный перенос населённостей полностью прекращается на длинах прохождения, удовлетворяющих условию

$$\int_{-\infty}^{\infty} n_0(t') dt' = \frac{q_2}{q_3} Nx_1. \quad (18)$$

Длина x_1 теперь уже пропорциональна плотности потока фотонов в обоих импульсах, проинтегрированной по всему времени взаимодействия. На такой длине прохождения площадь пересечения импульсов равна нулю из-за нелинейного группового запаздывания. Как следует из условия (18) и из рис.3 эта длина существенно зависит от параметра r .

5. Заключение

С учётом первой неадиабатической поправки рассмотрено распространение четырёх лазерных импульсов в среде, состоящей из пятиуровневых атомов лестничного типа. Выведены уравнения распространения в условиях, когда во всем объёме среды формируется собственное состояние гамильтониана взаимодействия, имитирующее трёхуровневую систему. Условия формирования такого состояния на одном атоме, детально рассмотренные в работе [16], требуют равенства нулю всех трёх двухфотонных резонансов, но больших однофотонных расстройок (для наносекундных импульсов однофотонные расстройки должны быть больше 10 ГГц). При распространении в среде это приводит к ограничениям на длину среды, определяемым неравенствами (14). Для атомов щелочных металлов, для которых дипольный момент порядка 10^{-35} , при значениях $\Delta T \sim 10$ это даёт величину $Nx \sim 10^{15}$ (рис.1b) или $Nx \sim 10^{14}$ (рис.1c).

Продемонстрирована возможность полного переноса населённости с первого атомного уровня на пятый. Преимущество предлагаемого в этой работе метода возбуждения ридберговских состояний по сравнению с традиционным методом STIRAP [9] заключается в том, что в течение всего времени взаимодействия населённость промежуточного третьего уровня остаётся равной нулю. Поскольку времена жизни четвёртого и пятого уровней достаточно большие, реальные потери в среде будут обусловлены только релаксационными потерями со второго уровня. Однако при однофотонной расстройке в 10 ГГц эти потери также пренебрежимо малы. Показано, что полное инвертирование системы возможно, когда число атомов в среде не превосходит число фотонов во втором импульсе (см. неравенство (17)).

Проанализирована эффективность переноса населённостей в зависимости от отношения сил осцилляторов на смежных переходах. Показано, что критическая длина среды, на которой прекращается взаимодействие (область перекрытия

импульсов обращается в нуль) тем больше, чем меньше отношение сил осцилляторов q_2 / q_3 на втором и третьем переходах. Предлагаемая схема взаимодействия может быть осуществлена в парах щелочных металлов, например, для переходов $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2} \rightarrow 8P_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ атома Cs [23].

ЛИТЕРАТУРА

1. **B.W. Shore.** The Theory of Coherent Atomic Excitation. New York, Wiley (1990).
2. **М.Л. Тер-Микаелян.** УФН, **167**, 1249 (1997).
3. **L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi.** Nature, **397**, 594 (1999).
4. **L.J. Wang, A. Kuzmich, A. Dogariu.** Nature, **406**, 277 (2000).
5. **A.M. Akulshin, A. Cimmino, A.I. Sidorov, P. Hannaford, G.I. Opat.** Phys. Rev. A, **67**, 011801 (2003).
6. **A. Kuzmich, A. Dogariu, L.J. Wang, P.W. Milonni, R.Y. Chiao.** Phys. Rev. Lett., **86**, 3925 (2001).
7. **M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
8. **M.O. Scully, M.S. Zubairy.** Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press (1997).
9. **N.V. Vitanov, A.A. Rangelov, B.W. Shore, K. Bergmann.** Rev. Mod. Phys., **89**, 015006 (2017).
10. **P. Kral, I. Thanopoulos, M. Shapiro.** Rev. Mod. Phys., **79**, 53 (2007).
11. **M. Saffman, T.G. Walker, K. Molmer.** Rev. Mod. Phys., **82**, 2313 (2010).
12. **L. Li, Y.O. Dudin, A. Kuzmich.** Nature, **498**, 466 (2013).
13. **G. Grigoryan, V. Chaltykyan, E. Gazazyan, O. Tikhova, V. Paturyan.** Phys. Rev. A, **91**, 023802 (2015).
14. **C. Carr, M. Tanasittikosol, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, C.S. Adams, K.J. Weatherill.** Opt. Lett., **37**, 3858 (2012).
15. **Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян, В.О. Чалтыкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 312 (2015).
16. **Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян.** ЖЭТФ, **151**, 637 (2017).
17. **Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 332 (2016).
18. **G.G. Grigoryan, G.V. Nikoghosyan, T. Halfmann, Y.T. Pashayan-Leroy, C. Leroy, S. Guerin.** Phys. Rev. A, **80**, 033402 (2009).
19. **V. Chaltykyan, G. Grigoryan, G. Nikogosyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013819 (2003).
20. **R. Courant, D. Hilbert.** Methods of Mathematical Physics. New York, Wiley-Interscience, 1989.
21. **D. Grischkowsky, E. Courtens, J.A. Armstrong.** Phys. Rev. Lett., **31**, 422 (1973).
22. **G. Grigorian, A. Melikian.** Physics Letters A, **114**, 455 (1986).
23. **J.M. Kondo, N. Šibalić, A. Guttridge, C.G. Wade, N.R. De Melo, C.S. Adams, K.J. Weatherill.** Opt. Lett., **40**, 5570 (2015).

ՌԻԴԲԵՐԳԻԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՉՈՐՄ ՖԱՏՈՆԱՅԻՆ ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԳՐԳՌՈՒՄԸ

Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Գ.Ն. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Դ.Ն. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Ուսումնասիրվել է չորս լազերային իմպուլսների տարածումը աստիճանաձև հինգ մակարդականի համակարգում՝ կամայական ինտենսիվությունների և օսցիլատորների տարբեր ուժերի դեպքում, երբ միջավայրի ամբողջ ծավալում ձևավորվում է փոխազդեցության համիլտոնիանի սեփական վիճակներից մեկը: Հաշվի առնելով առաջին ոչ ադիաբատիկ ուղղումը դուրս են բերվել տարածման հավասարումները: Ստացվել է այդ հավասարումների անալիտիկ լուծումը: Ստացվել են միջավայրի ամբողջ ծավալում հինգերորդ մակարդակի էֆֆեկտիվ գրգռման պայմանները և փոխազդեցության պարամետրերի վրա սահմանափակումները:

FOUR-PHOTON ADIABATIC EXCITATION OF RYDBERG STATES

E.A. GAZAZYAN, G.G. GRIGORYAN, D.N. KHACHATRYAN

Propagation of four laser pulses in the five-level ladder system for arbitrary intensities and different oscillator strengths was studied, when in the whole volume of the medium one of the eigenstates of the interaction Hamiltonian is forming. The equations of propagation were obtained by taking into account the first none adiabatic correction. The analytical solution for that equations was obtained. Also, we obtained the conditions for effective excitation of the fifth level in the whole volume of medium and the limitations on the interaction parameters.