Известия НАН Армении, Физика, т.40, №6, с.404-411 (2005)

УДК 538.61

ПЕРЕНОС НАСЕЛЕННОСТИ В АТОМЕ ЧЕРЕЗ АВТОИОНИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ С ОБРАЗОВАНИЕМ СТАБИЛЬНЫХ СУПЕРПОЗИЦИОННЫХ "ТЕМНЫХ" СОСТОЯНИЙ

Э.А. ГАЗАЗЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 2 марта 2005 г.)

Получено и исследовано "темное" стабильное суперпозиционное состояние в атомах при наличии двух близких автоионизационных состояний. Показано, что "темное" состояние образуется посредством переходов через континуум и определяется ионизационными ширинами нижних дискретных состояний. Показано, что происходит эффективный перенос населенности между нижними дискретными состояниями при контринтуитивной последовательности включения двух лазерных перекрывающихся импульсов.

1. Введение

Перенос населенности, а также образование стабильных суперпозиционных состояний при когерентном взаимодействии лазерного излучения с атомами в последние годы широко обсуждается в литературе [1-3]. Кроме фундаментального значения, эти явления имеют важные практические применения для контролирования химических реакций, для лазерного охлаждения атомов, для создания квантовых компьютеров и т.д. Процесс эффективного переноса населенности осуществляется с помощью механизма рамановского адиабатического перехода (STIRAP) с двумя перекрывающимися лазерными импульсами с контринтуитивной последовательностью включения с образованием "темного" суперпозиционного состояния. Образование "темного" суперпозиционного состояния и перенос населенности довольно подробно исследованы и экспериментально осуществлены в работе [3] для низколежащих уровней с Λ-структурой. При контринтуитивной последовательности включения двух лазерных импульсов с нулевой двухфотонной расстройкой в Λ-системах образуется "темное" состояние, которое характеризуется тем, что является суперпозицией нижних состояний и не взаимодействует с верхними уровнями.

Теоретические исследования по переносу населенности с образованием "темных" состояний в случае, когда в Λ-системе верхнее состояние принадлежит непрерывному спектру (континуум), посредством двух лазерных перекрывающихся импульсов с контринтуитивной последовательностью включения выполнены в работах [3-7]. Этот механизм переноса осуществляется с помощью образования лазерно-индуцированной структуры континуума (LICS) [8] и характеризуется параметрами асимметрии Фано [9]. Получено условие, при выполнении которого образуется стабильное “темное” состояние.

Для осуществления эффективного переноса населенности, в отличие от гладкого континуума, где структуры образуются лазерным индуцированием, рассматривается также наличие реальных дискретных уровней, перемешанных с континуумом (автоионизационных состояний). В этом случае, наряду с лазерно-индуцированной структурой, в континууме имеются структуры, связанные с автоионизационными состояниями. Такие исследования проведены в работах [10,11] с одним автоионизационным состоянием.

В данной работе рассматривается Λ-система, в которой верхнее состояние представляет из себя два близких автоионизационных состояния (см. рис.1). Вычисления проводятся в адиабатическом базисе в марковском приближении. Получены условия образования “темного” состояния и рассматривается перенос населенности при контринтуитивной последовательности включения двух перекрывающихся лазерных импульсов с частотным чирпом.

2. Гамильтонан системы в адиабатическом базисе в марковском приближении

Рассмотрим Λ-систему, которая состоит из двух низколежащих дискретных уровней 1 и 4, а верхним состоянием являются два близких дискретных уровня 2,3 и континуум. Верхние дискретные уровни из-за конфигурационного взаимодействия U с континуумом образуют автоионизационные состояния (рис.1).

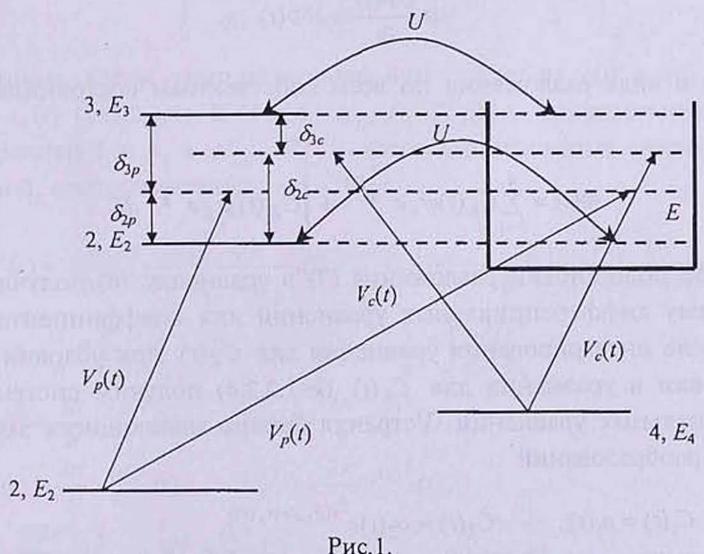

Рис.1.

Поле накачки связывает уровень 1 с уровнями 2,3 и с континуумом взаимодействием $V_p(t)$, а связывающее поле связывает уровень 4 с уровнями 2,3 и с континуумом взаимодействием $V_c(t)$. Расстройки резонанса равны, соответственно,

$$\begin{aligned} \delta_{2p} &= -(E_2 - E_1 - \hbar\omega_p)/\hbar, \qquad \delta_{3p} = (E_3 - E_1 - \hbar\omega_p)/\hbar, \\ \delta_{2c} &= -(E_2 - E_4 - \hbar\omega_c)/\hbar, \qquad \delta_{3c} = (E_3 - E_4 - \hbar\omega_c)/\hbar. \end{aligned} \tag{1}$$

В резонансном приближении

$$\delta_{2p}, \delta_{3p} << \omega_p, \qquad \delta_{2c}, \delta_{3c} << \omega_c. \tag{2}$$

Взаимодействия $V_p(t)$ и $V_c(t)$ в дипольном приближении и в случае частотного чирпа имеют вид

$$\begin{aligned} V_p(t) &= \nu_p^+(t) e^{-i(\omega_p t + \alpha_p(t))} + \nu_p(t) e^{i(\omega_p t + \alpha_p(t))}, \\ V_c(t) &= \nu_c^+(t) e^{-i(\omega_c t + \alpha_c(t))} + \nu_c(t) e^{i(\omega_c t + \alpha_c(t))}, \end{aligned} \tag{3}$$

где $\nu_p(t)$, $\nu_c(t)$, $\alpha_c(t)$, $\alpha_p(t)$ – медленно меняющиеся функции времени.

Гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$H = H_0 + V_p(t) + V_c(t) + U, \tag{4}$$

где H_0 – гамильтониан свободного атома без учета конфигурационного взаимодействия,

$$H_0\psi_k = E_k\psi_k, \quad H_0\psi_E = E\psi_E, \quad k = 1,2,3,4. \tag{5}$$

Здесь ψ_k и ψ_E – ортонормированные волновые функции гамильтониана H_0.

Решение волнового уравнения Шредингера с гамильтонианом (4)

$$i\hbar\frac{\partial\Phi(t)}{\partial t} = H\Phi(t) \tag{6}$$

представим в виде разложения по всем собственным состояниям гамильтониана H_0:

$$\Phi(t) = \sum_{k=1}^{4} C_k(t)\psi_k e^{-\frac{i}{\hbar}E_k t} + \int C_E(t)\psi_E e^{-\frac{i}{\hbar}Et}\, dE. \tag{7}$$

После подстановки разложения (7) в уравнение (6) получим с учетом (3)-(5) систему дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения (7). После интегрирования уравнения для $C_E(t)$ при условии $C_E(-\infty) = 0$ и подстановки в уравнения для $C_k(t)$ (k=1,2,3,4) получим систему интегро-дифференциальных уравнений. Устраняя быстро меняющиеся экспоненты с помощью преобразований

$$\begin{aligned} C_1(t) &= a_1(t), \qquad C_2(t) = a_2(t) e^{-i(\delta_{2p}t + \alpha_p(t))}, \\ C_3(t) &= a_3(t) e^{i(\delta_{3p}t - \alpha_p(t))}, \qquad C_4(t) = a_4(t) e^{-i[(\delta_{2p} - \delta_{2c})t + \alpha_p(t) - \alpha_c(t)]}, \end{aligned} \tag{8}$$

разлагая медленно меняющиеся функции $\alpha_{p,c}(t)$ в ряд Тейлора и сохраняя первые два члена,

$$\alpha_{p,c}(t)-\alpha_{p,c}(t')=\alpha'_{p,c}(t)(t-t'),$$

получим в марковском приближении [8] следующее матричное уравнение:

$$i\frac{da(t)}{dt}=W(t)a(t). \tag{9}$$

Здесь $W(t)$ – неэрмитовый гамильтониан:

$$W(t)=\tilde{H}(t)-i\Gamma(t), \tag{10}$$

где

$$\tilde{H}(t)=\begin{bmatrix} \Delta_1^i(t) & F_{2a}^{(p)}(t) & F_{3a}^{(p)}(t) & F_{14}(t) \\ F_{2a}^{(p)}(t) & -(\delta_{2a}+\alpha'_p(t)-\Delta_2^a & F_{23}^a(t) & F_{2a}^{(c)}(t) \\ F_{3a}^{(p)}(t) & F_{23}^a & \delta_{2p}-\alpha'_p(t)+\Delta_3^a & F_{3a}^{(c)}(t) \\ F_{14}(t) & F_{2a}^{(c)}(t) & F_{2a}^{(c)}(t) & -(\delta_{2p}-\delta_{2c}+\alpha'_p(t)-\alpha'_c(t)-\Delta_4^i(t)) \end{bmatrix} \tag{11а}$$

и

$$\Gamma(t)=\begin{bmatrix} \dfrac{\Gamma_1^i(t)}{2} & \dfrac{F_{2a}^{(p)}(t)}{q_{2a}^{(p)}} & \dfrac{F_{3a}^{(p)}(t)}{q_{3a}^{(p)}} & \dfrac{F_{14}(t)}{q_{14}} \\ \dfrac{F_{2a}^{(p)}(t)}{q_{2a}^{(p)}} & \dfrac{\Gamma_2^a}{2} & \dfrac{F_{23}^a}{q_{23}^a} & \dfrac{F_{2a}^{(c)}(t)}{q_{2a}^{(c)}} \\ \dfrac{F_{3a}^{(p)}(t)}{q_{3a}^{(p)}} & \dfrac{F_{23}^a}{q_{23}^a} & \dfrac{\Gamma_3^a}{2} & \dfrac{F_{3a}^{(c)}(t)}{q_{3a}^{(c)}} \\ \dfrac{F_{14}(t)}{q_{14}} & \dfrac{F_{2a}^{(c)}(t)}{q_{2a}^{(c)}} & \dfrac{F_{3a}^{(c)}(t)}{q_{3a}^{(c)}} & \dfrac{\Gamma_4^i(t)}{2} \end{bmatrix} \tag{11б}$$

есть эрмитовые части гамильтониана $W(t)$. Столбец $a(t)$ в (9) состоит из элементов $a_k(t)$ (k=1,2,3,4). В (11а,б) $\Delta_{1,4}^i(t)$, $\Gamma_{1,4}^i(t)$ – ионизационные сдвиги и ширины уровней 1 и 4, а $\Delta_{2,3}^a$, $\Gamma_{2,3}^a$ – автоионизационные сдвиги и ширины уровней 2 и 3, соответственно:

$$\begin{gathered} \Delta_1{}^i(t)=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{\nu_{1E}^{(p)^2}(t)}{E-E_1-\hbar\omega_p}dE, \qquad \Delta_4{}^i(t)=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{\nu_{4E}^{(c)^2}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE, \\ \Delta_2^a=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{U_{2E}^2}{E-E_2}dE, \qquad \Delta_3^a=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{U_{3E}^2}{E-E_3}dE, \\ \Gamma_1^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_E^{(p)^2}(t), \qquad \Gamma_4^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_4^{(c)^2}(t), \\ \Gamma_1^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_E^{(p)^2}(t), \qquad \Gamma_4^i(t)=\frac{2\pi}{\hbar}\nu_4^{(c)^2}(t), \\ \Gamma_2^a=\frac{2\pi}{\hbar}U_2^2, \qquad \Gamma_3^a=\frac{2\pi}{\hbar}U_3^2. \end{gathered} \tag{12}$$

В вышеприведенных обозначениях фазы полей включены соответственно в $\alpha_{p,c}(t)$ и матричные элементы энергий взаимодействия $\nu_{1E}^{(p)}(t)$, $\nu_{4E}^{(c)}(t)$, U_{2E}, U_{3E}, $\nu_{12}^{(p)}(t)$, $\nu_{13}^{(p)}(t)$, $\nu_{42}^{(c)}(t)$, $\nu_{43}^{(c)}(t)$ считаются действительными, символ P означает главное значение интеграла, $F(t)$ – эффективные матричные элементы переходов, а q – параметры асимметрии Фано [9]:

$$F_{2a}^{(p)}(t)=\frac{1}{\hbar}\left[\nu_{12}^{(p)}(t)-P\int\frac{\nu_{1E}^{(p)}(t)U_{2E}}{E-E_2}dE\right],\quad q_{2a}^{(p)}=\frac{2F_{2a}^{(p)}(t)}{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_2^a}},$$

$$F_{3a}^{(p)}(t)=\frac{1}{\hbar}\left[\nu_{13}^{(p)}(t)-P\int\frac{\nu_{1E}^{(p)}(t)U_{3E}}{E-E_3}dE\right],\quad q_{3a}^{(p)}=\frac{2F_{3a}^{(p)}(t)}{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_3^a}},$$

$$F_{14}(t)=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{\nu_{1E}^{(p)}(t)\nu_{4E}^{(c)}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE,\quad q_{14}=\frac{2F_{14}(t)}{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_4^i(t)}},$$

$$F_{23}^{(a)}(t)=-\frac{1}{\hbar}P\int\frac{U_{2E}U_{3E}}{E-E_3}dE,\quad q_{23}^a=\frac{2F_{23}^a}{\sqrt{\Gamma_2^a\Gamma_3^a}},\tag{13}$$

$$F_{2a}^{(c)}(t)=-\frac{1}{\hbar}\left[\nu_{42}^{(c)}(t)-P\int\frac{U_{2E}\nu_{4E}^{(c)}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE\right],\quad q_{2a}^{(c)}=\frac{2F_{2a}^{(c)}(t)}{\sqrt{\Gamma_2^a(t)\Gamma_4^i(t)}},$$

$$F_{3a}^{(c)}(t)=-\frac{1}{\hbar}\left[\nu_{43}^{(c)}(t)-P\int\frac{U_{3E}\nu_{4E}^{(c)}(t)}{E-E_4-\hbar\omega_c}dE\right],\quad q_{3a}^{(c)}=\frac{2F_{3a}^{(c)}(t)}{\sqrt{\Gamma_3^a\Gamma_4^i(t)}}.$$

В уравнении (9) $W(t)$ и $a(t)$ – медленно меняющиеся функции времени, а $a(t)$ образует адиабатический базис.

3. Собственные значения и собственные функции в адиабатическом базисе. Условия "пленения" населенности

Перейдем к решению уравнения (9) в адиабатическом приближении, когда гамильтониан системы $W(t)$ – медленно меняющаяся функция времени. Решение уравнения (9) представим в виде:

$$a(t)=e^{-\frac{i}{\hbar}\int^t\lambda(t')dt'}\widetilde{a}(t),\tag{14}$$

где $\widetilde{a}(t)$ – мгновенная волновая функция, которая является собственной функцией гамильтониана (10) в каждый момент времени:

$$W(t)\widetilde{a}(t)=\lambda(t)\widetilde{a}(t).\tag{15}$$

Если матрицы $\widetilde{H}(t)$ и $\Gamma(t)$ коммутируют, то собственные значения $W(t)$ можно представить в виде [12]:

$$\lambda_k(t)=\lambda_k^1(t)+i\lambda_k^2(t)\qquad(k=1,2,3,4),\tag{16}$$

где $\lambda_k^1(t)$ и $\lambda_k^2(t)$ являются собственными значениями $\widetilde{H}(t)$ и $\Gamma(t)$, соответственно.

В дальнейшем мы будем считать, что выполняются условия адиабатичности взаимодействия:

$$\left|\mathrm{Re}[\lambda_k(t)-\lambda_{k'}(t)]\right|T >> 1 \quad \text{и} \quad \left|\mathrm{Im}[\lambda_k(t)-\lambda_{k'}(t)]\right|T >> 1 \quad (k \neq k' = 1,2,3,4),$$

где T – длительность лазерных импульсов.

При выполнении этих условий одно из четырех состояний не распадается, т.е.

$$\mathrm{Im}\,\lambda_d(t) = \lambda_d^{(2)}(t) = 0, \quad \mathrm{Re}\,\lambda_d(t) = \lambda_d^{(1)}(t) = \Delta_1^i(t) - \frac{\Gamma_1^i(t)}{2} q_{14}, \tag{17}$$

если выполняются условия "пленения" населенности, которые имеют вид

$$q_{2a}^{(p)} = q_{2a}^{(c)}, \quad q_{3a}^{(p)} = q_{3a}^{(c)}, \tag{18а}$$

$$\delta_{2p} - \delta_{2c} + \alpha'_p(t) - \alpha'_c(t) = \Delta_4^i(t) - \Delta_1^i(t) + \frac{q_{14}}{2}\left(\Gamma_1^i(t) - \Gamma_4^i(t)\right). \tag{18б}$$

В случае двухфотонного резонанса, когда

$$\delta_{2p} - \delta_{2c} = 0, \tag{19}$$

условие (18б) принимает следующий вид:

$$\alpha'_p(t) - \alpha'_c(t) = \Delta_4^i(t) - \Delta_1^i(t) + \frac{q_{14}}{2}\left(\Gamma_1^i(t) - \Gamma_4^i(t)\right). \tag{20}$$

Состояние, соответствующее собственному значению (17), называется "плененным" или "темным". Соответственно, нормированная собственная функция "темного" состояния в адиабатическом базисе имеет вид

$$|d\rangle = |1\rangle \cos\Theta(t) - |4\rangle \sin\Theta(t), \tag{21}$$

где

$$\mathrm{tg}\Theta(t) = \sqrt{\frac{\Gamma_1^i(t)}{\Gamma_4^i(t)}}. \tag{22}$$

При выводе этих результатов мы предполагали, что все ширины отличны от нуля и выполняется условие адиабатичности включения лазерных импульсов. Остальные три состояния являются распадающимися и в адиабатическом базисе имеют следующий вид:

$$|k\rangle = N_k[|1\rangle + \frac{1}{D_k(t)}\sum_{j=2}^{4} D_j^k(t)|j\rangle] \quad (k = 2,3,4), \tag{23}$$

где $D_k(t)$ в случае точного двухфотонного резонанса (19) и с учетом условий "плененности" (18а) будет иметь следующий вид:

$$D_k(t)=\begin{vmatrix} \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_2^a}}{2}(q_{2a}-i) & \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_3^a}}{2}(q_{3a}-i) & \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_4^i(t)}}{2}(q_{14}-i) \\ X_k-b_1 & -\frac{\sqrt{\Gamma_2^a\Gamma_3^a}}{2}\left(q_{23}^a-i\right) & \frac{\sqrt{\Gamma_4^i(t)\Gamma_2^a}}{2}(q_{2a}-i) \\ -\frac{\sqrt{\Gamma_2^a\Gamma_3^a}}{2}\left(q_{23}^a-i\right) & X_k-b_2 & \frac{\sqrt{\Gamma_4^i(t)\Gamma_3^a}}{2}(q_{3a}-i) \end{vmatrix}, \tag{24}$$

а определители $D_j^k(t)$ $(j=2{,}3{,}4)$ получаются из определителя $D_k(t)$ соответствующей заменой столбцов столбцами из элементов

$$X_k-\frac{\Gamma_1^i(t)}{2}(q_{14}-i),\quad \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_2^a}}{2}(q_{2a}-i),\ \frac{\sqrt{\Gamma_1^i(t)\Gamma_3^a}}{2}(q_{3a}-i).$$

В детерминанте (24) сделаны следующие обозначения:

$$X_k=\lambda_k(t)-\lambda_d(t) \qquad (k=2{,}3{,}4), \tag{25}$$

$$b_1=\Delta_2^a-\Delta_1^i(t)-\delta_2-\alpha_p'(t)-\frac{i}{2}\Gamma_2^a+q_{14}\frac{\Gamma_1^i(t)}{2}, \tag{26}$$

$$b_2=\Delta_3^a-\Delta_1^i(t)+\delta_3-\alpha_p'(t)-\frac{i}{2}\Gamma_3^a+q_{14}\frac{\Gamma_1^i(t)}{2},$$

N_k – нормировочный множитель, который равен

$$N_k=\left[1+\sum_{j=2}^{4}\left|\frac{D_j^k(t)}{D_k(t)}\right|^2\right]^{-\frac{1}{2}}. \tag{27}$$

Образуя новые суперпозиционные состояния (23), можно исключить состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Новое суперпозиционное состояние, которое является, как и "темное" состояние, суперпозицией состояний $|1\rangle$ и $|4\rangle$, в отличие от "темного" состояния, будет распадающимся. Электрон из этого состояния переходит в континуум со структурой, обусловленной как конфигурационным взаимодействием, так и лазерно-индуцированными переходами в континуум. В итоге происходит ионизация из этого состояния. Такое состояние называется "светлым".

4. "Темное" состояние и адиабатический перенос населенности

Среди перечисленных состояний с практической точки зрения особый интерес представляет "темное" состояние, которое является стабильным суперпозиционным состоянием и не распадается. Характерной чертой этого состояния является то, что оно не содержит верхних состояний. Образование этих состояний существенно зависит от последовательности включения (выключения) перекрывающихся лазерных импульсов. С практической точки зрения особый интерес представляет контринтуитивная последовательность включения (выключения) лазерных импульсов, когда вначале включается (выключается) связывающий импульс $V_c(t)$, а затем импульс накачки $V_p(t)$. В этом случае, если атом вначале находился в состоянии 1, из выражения (21) следует, что при образовании "темного" состояния выроятности нахождения атома на соответствующих уровнях будут равны

$$P_1(t) = |\cos\Theta(t)|^2 = \frac{\Gamma_4^i(t)}{\Gamma_1^i(t) + \Gamma_4^i(t)}, \quad P_2(t) = P_3(t) = 0, \quad P_4(t) = |\sin\Theta(t)|^2 = \frac{\Gamma_1^i(t)}{\Gamma_1^i(t) + \Gamma_4^i(t)} \tag{28}$$

При $t \to -\infty$ следует

$$\lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0} \cos\Theta(t) = 1, \quad \lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0} \sin\Theta(t) = 0, \tag{29}$$

т.е. до включения взаимодействия $(t \to -\infty)$ атом находился в состоянии 1.

При $t \to \infty$ имеет

$$\lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0} \cos\Theta(t) = 0, \quad \lim_{\Gamma_1^i(t)\to 0}\lim_{\Gamma_4^i(t)\to 0} \sin\Theta(t) = 1, \tag{30}$$

т.е. после выключения взаимодействия $(t \to \infty)$ атом переходит в состояние 4.

Таким образом, происходит эффективный перенос населенности между нижними дискретными состояниями при контринтуитивной последовательности включения лазерных перекрывающихся импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **B.W.Shore**. The Theory of Coherent Atomic Excitaion. Wiley, New York, 1990.
2. **М.Л.Тер-Микаелян**. УФН, **167**, 1249 (1997).
3. **N.V.Vitanov, M.Fleischhauer, B.W.Shore, K.Bergmann**. Adv. Atom. Molec. and Opt. Physics, **46**, 55 (2001).
4. **C.E.Carroll, F.T.Hioe.** Phys. Rev. Lett., **68**, 3523 (1992).
5. **T. Nakajima, M.Elk, J.Zhang, P.Lambropoulos**. Phys. Rev. A, **50**, R913 (1994).
6. **F.T.Hioe, C.E.Carroll**. Phys. Rev., **56**, 2292 (1997).
7. **R.G.Unanyan, N.V.Vitanov, B.W.Shore, K.Bergmann**. Phys. Rev. A, **61**, 043408 (2000).
8. **P.L.Knight, M.A.Lauder**. Phys. Rep., **190**, 1 (1990).
9. **U.Fano**. Phys. Rev., **124**, 1866 (1961).
10. **T.Nakajima, P.Lambropoulos**. Z. Phys. D, **36**, 17 (1996).
11. **E.Paspalakis, P.L.Knight**. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **31**, 2753 (1998).
12. **А.Д.Газазян, Р.Г.Унанян**. ЖЭТФ, **93**, 1590 (1987).

ATOMIC POPULATION TRANSFER VIA AUTOIONIZATION STATES WITH FORMATION OF "DARK" STABLE SUPERPOSITION STATES

E.A. GAZAZYAN

Stable "dark" superposition states are studied in the case of the presence of two close autoionization states. It is shown that the "dark" state is formed by means of transitions through the continuum and is determined by the ionization widths of the lower discrete states. It is also shown that the effective population transfer takes place between the lower discrete states in the case of two overlapping laser pulses switched in counterintuitive sequence.