

УДК 538.61

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕНОСА НАСЕЛЕННОСТИ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ ДВУХФОТОННОЙ РАССТРОЙКЕ

Г.Г. ГРИГОРЯН, Е.Т. ПАШАЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 28 июля 2000 г.)

Исследована возможность получения инверсной населенности между двумя атомными состояниями трехуровневой системы Λ -типа при отличной от нуля двухфотонной расстройке путем облучения атома двумя частично-перекрывающимися импульсами. Проведен анализ параметров взаимодействия для экспериментальной реализации процесса.

В последние годы для эффективного возбуждения атомов широкое применение получил метод адиабатического переноса населенности, известный в литературе как STIRAP [1,2]. STIRAP реализуется при адиабатическом взаимодействии трехуровневой системы с двумя перекрывающимися во времени импульсами, включаемыми в контринтуитивной последовательности (т.е. стоксовый импульс включается и выключается раньше импульса накачки), обеспечивая 100%-ный перенос населенности из одного квантового состояния в другое. Преимущество данного метода состоит в том, что при этом промежуточный уровень не заселяется, а значит, спонтанный распад данного уровня не влияет на эффективность переноса, даже если длительность лазерных импульсов намного больше времени жизни промежуточного уровня. Другой отличительной чертой STIRAP-а является то, что вероятность переноса не зависит от площади импульса в отличие от возбуждения при помощи π -импульса [3].

Однако требование точного двухфотонного резонанса является существенным ограничением этого метода. Так, например, доплеровское смещение атомных частот может препятствовать переносу населенности в атомарной среде этим методом. Поэтому особый интерес представляет изучение влияния отстройки от двухфотонного резонанса на процесс переноса населенности.

Возможность инвертирования трехуровневой системы лестничного типа при отличной от нуля двухфотонной расстройке, используя явление самоиндуцированного резонанса (СИР), была показана еще в

70-е годы в [4,5]. При самоиндуцированном резонансе динамические штарковские сдвиги атомных уровней приводят к усилению резонанса и даже проводят систему через резонанс. В отличие от процесса STIRAP, где населенность промежуточного уровня в адиабатическом приближении равна нулю, в данном методе населенность промежуточного уровня отлична от нуля, но может быть сделана сколь угодно малой подбором соответствующих значений параметров взаимодействия. В настоящей работе более детально рассматривается метод, предложенный в [4] для Λ -системы.

Рассмотрим трехуровневую Λ -систему с невырожденными уровнями, взаимодействующую с двумя перекрывающимися лазерными импульсами (см. рис.1): $E_p(t) = E_p \exp(-i\omega_p t + i\varphi_p) + c.c.$, $E_s(t) = E_s \exp(-i\omega_s t + i\varphi_s) + c.c.$, несущие частоты которых являются однофотонно-резонансными для переходов $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, соответственно. Считаем, что вначале система находится в основном состоянии $|1\rangle$. Каждое поле эффективно взаимодействует только с одной парой энергетических уровней. Длительности импульсов предполагаются достаточно короткими, чтобы можно было пренебречь спонтанными распадами.

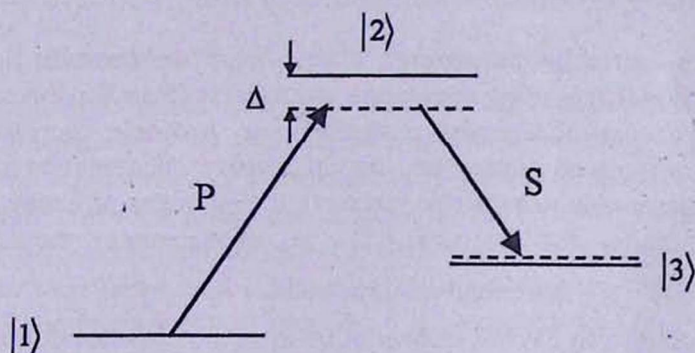


Рис.1. Диаграмма энергетических уровней трехуровневой Λ -системы, взаимодействующей с двумя импульсами: импульсом накачки (P) и стоксовым импульсом (S).

Взаимодействие атомной системы с излучениями в рассматриваемых условиях описывается системой уравнений Шредингера для амплитуд вероятностей атома

$$i\dot{B} = HB, \quad (1)$$

где B – вектор зависящих от времени амплитуд вероятностей нахождения атома в состояниях $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, а Гамильтониан взаимодействия в резонансном приближении имеет вид

$$H(t) = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p(t) & 0 \\ \Omega_p(t) & \Delta & \Omega_s(t) \\ 0 & \Omega_s(t) & \delta \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $\Omega_p = -\frac{d_{12} \mathcal{E}_p}{\hbar}$ и $\Omega_s = -\frac{d_{23} \mathcal{E}_s}{\hbar}$ — частоты Раби приложенных полей, а $\Delta = \omega_{21} - \omega_p + \dot{\varphi}_p$ и $\delta = \omega_{31} - \omega_p + \omega_s + \dot{\varphi}_p - \dot{\varphi}_s$ — расстройки однофотонного и двухфотонного резонансов соответственно. Зависящие от времени собственные значения Гамильтониана являются корнями следующего кубического уравнения:

$$\lambda(\lambda - \Delta)(\lambda - \delta) - (\lambda - \delta)\Omega_p^2 - \lambda\Omega_s^2 = 0. \quad (3)$$

Из (3) видно, что при условии точного двухфотонного ($\delta = 0$) резонанса Гамильтониан взаимодействия обладает нулевым собственным значением ($\lambda^0 = 0$), которому, как известно [1,2], соответствует собственное состояние

$$|\Phi_0\rangle = |1\rangle \cos \theta - |3\rangle \sin \theta, \quad (4)$$

где $\operatorname{tg} \theta(t) = \frac{\Omega_p(t)}{\Omega_s(t)}.$

Это состояние называется “пленным” состоянием [1,2]. Атом при попадании в данное состояние оказывается как бы выключенным из процесса взаимодействия с излучением. Атомная система в электромагнитном поле может перейти в данное собственное состояние при определенных начальных условиях и при условии адиабатичности взаимодействия $\Omega T \gg 1$, где Ω — обобщенная частота Раби, $\Omega = \sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_s^2}$; T — длительность импульса.

Рассмотрим случай отличной от нуля двухфотонной расстройки, но ограничимся большими значениями однофотонной расстройки, т.е. следуя работе [4], будем предполагать выполнение следующих условий:

$$\left| \frac{\delta}{\Delta} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\Omega}{\Delta} \right| \ll 1. \quad (5)$$

В рассматриваемом приближении для собственных значений Гамильтониана имеем:

$$\lambda_{1,3} = \frac{1}{2\Delta} \left\{ \delta\Delta - \Omega_p^2 - \Omega_s^2 \pm \sqrt{(\delta_{\text{eff}}\Delta)^2 + (2\Omega_p\Omega_s)^2} \right\}, \quad \lambda_2 = \Delta + \frac{\Omega_p^2 + \Omega_s^2}{\Delta}, \quad (6)$$

где $\delta_{\text{eff}} = \delta + \frac{\Omega_p^2 - \Omega_s^2}{\Delta}$ — эффективная расстройка двухфотонного резонанса, учитывающая штарковские сдвиги атомных уровней.

В первом приближении по параметру δ/Δ собственные значения $\lambda_{1,3}$ соответствуют собственным состояниям

$$|\Phi_1\rangle = \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \frac{\Omega}{\Delta} \sin(\psi - \theta) \\ -\sin \psi \end{pmatrix}, \quad |\Phi_3\rangle = \begin{pmatrix} \sin \psi \\ -\frac{\Omega}{\Delta} \sin(\psi + \theta) \\ \cos \psi \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\delta_{\text{eff}} \Delta + \sqrt{(\delta_{\text{eff}} \Delta)^2 + (2\Omega_p \Omega_s)^2}}{2\Omega_p \Omega_s}. \quad (8)$$

Отметим, что выражения (6) и (7) для Ξ -системы впервые были получены в [4].

Как следует, из (8), угол $\psi(-\infty) \rightarrow 0$ при $\delta_{\text{eff}} \Delta < 0$ и $\psi(-\infty) \rightarrow \pi/2$ при $\delta_{\text{eff}} \Delta > 0$. Действительно, числитель выражения (8) до включения взаимодействия с полем накачки принимает вид $\delta_{\text{eff}} \Delta + |\delta_{\text{eff}} \Delta|$ и, таким образом, величина ψ зависит от знака $\delta_{\text{eff}} \Delta$. При $\delta = 0$ мы получаем $\operatorname{tg} \psi = \frac{-\Omega^2 \cos 2\theta + \Omega^2}{\Omega^2 \sin 2\theta} = \operatorname{tg} \theta$ и собственное состояние $|\Phi_1\rangle$ совпадает с плененным состоянием $|\Phi_0\rangle$.

Рассмотрим вначале случай, когда $\delta \Delta < 0$. Тогда до включения импульса накачки (т.е. до взаимодействия атома с полем) $\delta_{\text{eff}} \Delta < 0$ и собственное состояние $|\Phi_1\rangle$ соответствует рассматриваемому начальному условию атома в основном состоянии. Из (7) следует, что если в процессе взаимодействия импульсов с атомной системой мы сможем обеспечить изменение угла ψ от 0 до $\pi/2$, то тем самым будет обеспечен перенос населенности из состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$. Поведение угла ψ определяется поведением величины $\delta_{\text{eff}} \Delta$, которая может быть записана в виде

$$\delta_{\text{eff}} \Delta = \Omega^2 (\beta - \cos 2\theta), \quad (9)$$

где $\beta = \delta \Delta / \Omega^2$. Если при выключении стоксового импульса $\delta_{\text{eff}} \Delta$ окажется положительной, то, как следует из (8), $\operatorname{tg} \psi \rightarrow \infty$, т.е. $\psi \rightarrow \pi/2$. Таким образом, для обеспечения переноса населенности из состояния 1 в состояние 3 необходимо, чтобы в области перекрытия импульсов $\delta_{\text{eff}} \Delta$ меняло знак с минуса на плюс. Как следует из (9), для обращения $\delta_{\text{eff}} \Delta$ в нуль необходимо, чтобы $|\beta| \leq 1$. Анализ поведения $\delta_{\text{eff}} \Delta$ показывает, что эта величина меняет свой знак дважды, однако подбором соответствующего времени задержки между импульсами можно добиться, чтобы второе прохождение системы через резонанс оказалось вне области перекрытия импульсов, что иллюстрируется на

рис.2. Как видно из приведенного графика, $\delta_{\text{eff}}\Delta$ действительно меняет свой знак дважды, в точках t_1 и t_2 . Однако при этом вторая точка обращения в нуль $\delta_{\text{eff}}\Delta$ оказывается вне области перекрытия импульсов. Оба импульса имеют гауссову огибающую $\Omega_p(t) = \Omega_{p0} \exp[-(t-\tau)^2/T^2]$, $\Omega_s(t) = \Omega_{s0} \exp[-(t/T)^2]$, где τ — время задержки между импульсами, а T — длительность импульса.

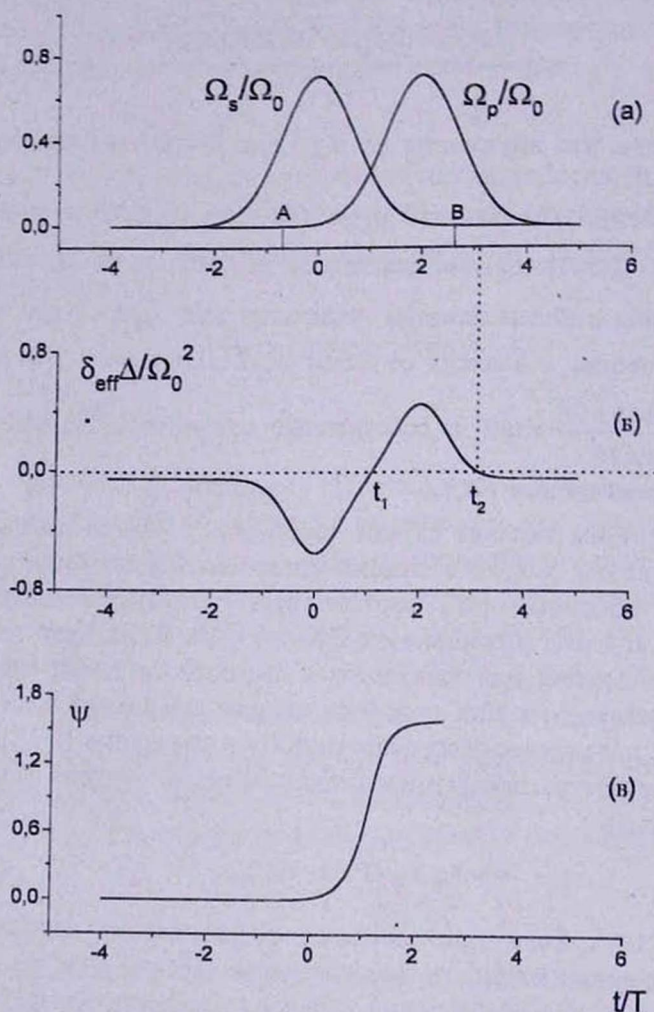


Рис.2. Временная эволюция (а) огибающих импульса накачки и стоксового импульса, нормированных на максимальную частоту Раби Ω_0 ($\Omega_0 = \sqrt{\Omega_{p0}^2 + \Omega_{s0}^2}$); (б) параметра $\delta_{\text{eff}}\Delta$, (в) угла ψ для $\beta_0 = -0.05$; $\tau/2T = 1.0$; $\Omega_{s0}/\Omega_{p0} = 1$.

Рис.3 иллюстрирует зависимость населенностей основного и промежуточного атомных состояний от времени для различных значений параметра взаимодействия: $\beta_0 = -0.1; -0.15; -0.25; -0.45; -0.5$ и $\tau = 1.0$. Видно, что вплоть до значения $\beta_0 = -0.25$ в системе возможен эффективный перенос населенности, однако с увеличением параметра β_0 этот процесс нарушается (атом вновь возвращается в начальное состояние). При этом заселение промежуточного уровня, например, при $\beta_0 = -0.15$ составляет $\sim 10^{-4}$. Аналогичные результаты получаются при $\delta\Delta > 0$. При этом необходимо, чтобы первое обращение $\delta_{\text{eff}}\Delta$ в нуль пришлось на временной интервал до включения Ω_p (что соответствует значению параметра $\beta < 1/\sqrt{2}$). Отметим, что если в этом интервале $\delta_{\text{eff}}\Delta$ не обращается в нуль, то оно остается положительным в течение всего времени взаимодействия и перенос населенности не происходит.

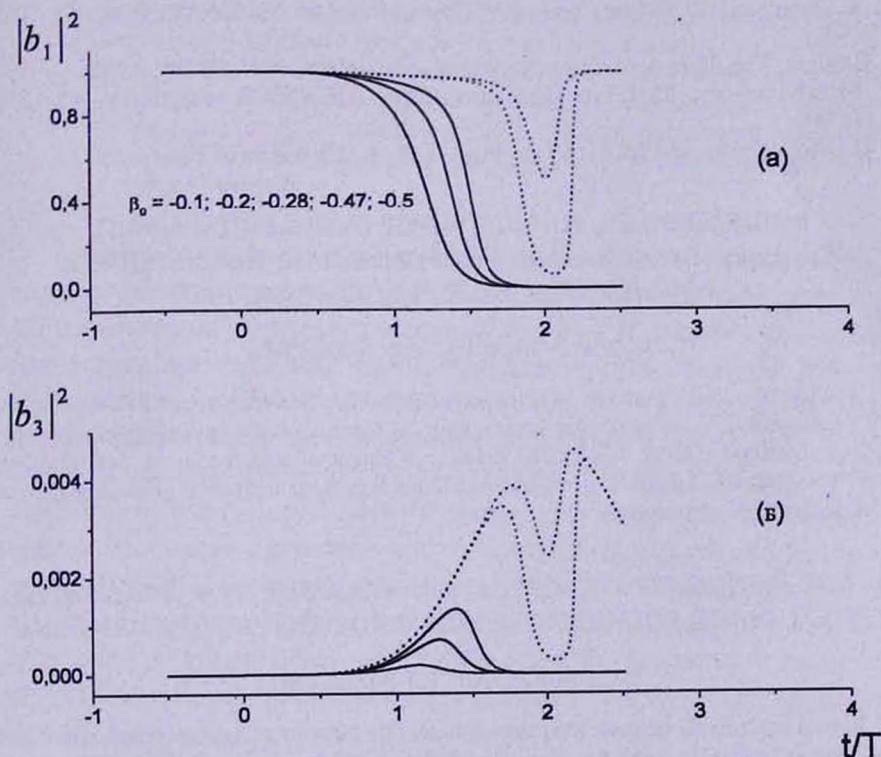


Рис.3. Временная эволюция населенностей основного (а) и промежуточного (б) состояний для значений параметра $\beta_0 = -0.1; -0.2; -0.28; -0.47; -0.5$ при $\tau/2T = 1.0$ и $\Omega_{\sigma 0}/\Omega_{p0} = 1$.



Таким образом, анализ взаимодействия атомной системы с двумя частично-перекрывающимися импульсами, включенными в контринтуитивной последовательности, показывает, что в системе возможно осуществить полный перенос населенности из одного состояния в другое и при отличной от нуля двухфотонной расстройке при следующих условиях: $|\delta\Delta| < 0.3\Omega^2 \ll \Delta^2$.

Отметим, что для эффективного переноса населенности необходимо, чтобы выполнялось условие адиабатичности взаимодействия, т.е. $|\lambda_1 - \lambda_{2,3}| \gg \delta\omega$, где $\delta\omega$ – ширина, обусловленная как шириной атомных уровней, так и некогерентностью полей. Подставляя в это условие выражения для λ_1 и $\lambda_{2,3}$, нетрудно получить следующее

условие для адиабатичности взаимодействия: $\frac{\Omega^2 T}{\Delta} \gg 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Arimondo. Progress in optics, 35, 257 (1996).
2. K.Bergmann, H.Theuer, and B.W.Shore. Rev. of Modern Physics, 70, 1003 (1998).
3. B.Shore. The Theory of Coherent Atomic Excitation. N.Y., Wiley, 1990.
4. М.А.Саркисян, М.Л.Тер-Микаелян, Изв. АН СССР, сер. физ., 42, 2574 (1978).
5. D.Grischkowsky and M.M.T.Loy. Phys. Rev. A, 12, 1117 (1975).

ԵՆԱՍԱԿԱՐԴԱԿ ՀԱՍՍԱԿԱՐԳՈՒՄ ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅԱՆ
ՏԵՂԱՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՉ ԶՐՈՅԱԿԱՆ
ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԱՊԱՆԱՐՔԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ե.Թ. ՓԱՇԱԿՅԱՆ

Հետազոտված է Λ -տեսքի եռամակարդակ համակարգում ատոմական վիճակների միջև քնակեցվածության իմպերսիայի ստացումը ոչ զրոյական երկֆոտոնային ապալարքի դեպքում՝ ատոմը երկու մասնակիորեն ծածկված իմպուլսներով ճառագայթելու միջոցով: Տվյալ պրոցեսի փորձական իրականացման համար կատարված է փոխազդեցության պարամետրերի վերլուծություն:

ON THE POSSIBILITY OF POPULATION TRANSFER IN A THREE-LEVEL
SYSTEM UNDER CONDITION OF NON-ZERO TWO-PHOTON DETUNING

G.G.GRIGORYAN, E.T.PASHAYAN

Population transfer between two atomic states of a three-level Λ -type system at non-zero two-photon detuning by using two partially overlapping pulses is investigated. The analysis of interaction parameters for experimental realization of this process is given.