

ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ БЕЗ ИНВЕРСИИ В КОГЕРЕНТНОМ ПОЛЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА

Ю.П.Малакян

Институт физических исследований АН Армении

378410 Аштарак-2, Армения

Поступила в редакцию 26 апреля 1993 г.

Найден новый механизм лазерной генерации без инверсии (ЛГБИ) в трехуровневой среде в поле когерентного адиабатического импульса. Последний создает нижний незаселенный уровень, приводя рассматриваемую систему к стандартной двухуровневой лазерной схеме.

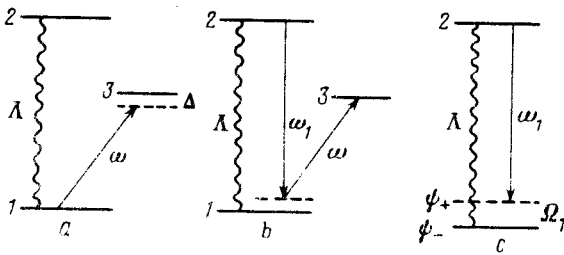
1. Рассмотрим среду из трехуровневых атомов (см. рисунок), уровни 1 и 3 которых связаны сильным когерентным полем адиабатического импульса (АИ) с частотой ω , расстройкой $\Delta = \omega_{31} - \omega \ll \omega$ и с длительностью τ , меньшей всех времен релаксаций среды и удовлетворяющей условию адиабатичности $\Delta\tau \gg 1$. Уровень 2 заселяется постоянным некогерентным источником света со скоростью Λ , что приводит к распределению атомов между уровнями 1 и 2 с населенностями $n_1 = \Gamma/(\Lambda + \Gamma)$ и $n_2 = \Lambda/(\Lambda + \Gamma)$ (Γ^{-1} – время жизни уровня 2) так, что инверсия между ними отсутствует: $\Lambda \ll \Gamma$. Мы покажем, что в этих условиях на переходе $2 \rightarrow 1$ генерируется лазерное излучение на частоте

$$\omega_1 = \omega_{21} - (\Delta + \Omega_1)/2, \quad (1)$$

где $\Omega_1 = (\Delta^2 + 4\Omega^2)^{1/2}$, $\Omega = |V(t)|$, $V(t) = \mu_{31}E(t)/\hbar$, $E(t)$ – поле АИ, μ_{ij} – дипольный матричный элемент перехода $i \rightarrow j$. Формула (1) позволяет понять механизм ЛГБИ.

В терминах голых состояний атома процесс происходит в два этапа. Сначала некогерентная накачка переводит атомы с уровня 1 на уровень 2, а потом когерентным процессом излучения фотона на частоте ω_1 и поглощения фотона из АИ на ω атомы переходят на пустой уровень 3 (рис. *b*), причем предполагается, что за время действия АИ изменения населенностей уровней 1 и 2 за счет взаимодействия с некогерентной накачкой не происходит. В терминах одетых состояний $|\Psi_{\pm}\rangle$ (рис. *c*) с квазиэнергиями $\lambda_{\pm} = \pm(\Omega_1 \pm \Delta)/2$ процесс генерации описывается особенно просто. Так как при адиабатическом взаимодействии состояние $|\Psi_+\rangle$ не заселяется, то между уровнями 2 и $|\Psi_+\rangle$ возникает инверсия населенностей $n_2 - n_+ = n_2 > 0$ и система совпадает с обычной лазерной схемой. Очевидно, что при этом частота излучения равна (1).

Предлагаемый здесь механизм ЛГБИ, насколько нам известно, в литературе еще не обсуждался. Его отличие от рассматриваемых в настоящее время в многочисленных работах по ЛГБИ [1–6] схем заключается в том, что во всех этих работах, не говоря уже о том, что в них в основном рассматривается стационарный режим, механизм ЛГБИ зависит от атомной когерентности между двумя близлежащими нижними или верхними лазерными уровнями атома [1,2,5–7] или между двумя одетыми состояниями [3,8,9]. В нашем же случае в



Схематическое представление трехуровневой системы для лазерной генерации без инверсии в поле адиабатического импульса с частотой ω и расстройкой Δ

результате адиабатического взаимодействия атома с внешним когерентным полем образуется классическая двухуровневая лазерная система с незаселенным нижним уровнем $|\Psi_+ \rangle$.

2. Уравнение для амплитуды поля излучения, генерируемого на частоте $\omega_1 = \omega_{21} - \Delta_1$, имеет вид

$$\partial E_1(z, t) / \partial z = 2i\pi N \omega_1 \mu_{12} c^{-1} \rho_{21}, \quad (2)$$

где N – плотность числа атомов, ρ_{ij} – элементы матрицы плотности среды, удовлетворяющие следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{21} &= -i\Delta_1 \rho_{21} + iG(\rho_{11} - \rho_{22}) - iV\rho_{23}, \quad G = \mu_{21}E_1/\hbar, \\ \dot{\rho}_{23} &= -i(\Delta - \Delta_1)\rho_{23} + iG\rho_{13} - iV^*\rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{31} &= -i\Delta\rho_{31} + iV(\rho_{11} - \rho_{33}) - iG\rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{33} &= i(V\rho_{13} - V^*\rho_{31}); \quad \rho_{11} = 1 - \rho_{33} - \rho_{22}, \end{aligned} \quad (3)$$

с граничными условиями $\rho_{11}(t \rightarrow -\infty) = n_1$, $\rho_{22}(-\infty) = n_2$, $\rho_{ij}(-\infty) = 0$, $i \neq j$ и $E_1(0, t) = \mathcal{E}(t)$, где $\mathcal{E}(t)$ – амплитуда поля спонтанных шумов на частоте ω_1 .

Сначала рассмотрим случай $\Delta_1 \neq \Delta$. Тогда, исключив адиабатическим образом из уравнений (3) ρ_{23} и ρ_{31} , используя решения $\rho_{11} = n_1 \lambda_+ / \Omega_1(t)$, $\rho_{33} = -n_1 \lambda_- / \Omega_1(t)$, $\rho_{22} \equiv n_2$, найденные в нулевом порядке по G , и подставив $\dot{\rho}_{21}$ в (2), находим

$$\frac{\partial^2 E_1(z, t)}{\partial z \partial t} = -i \left[\Delta_1 - \frac{\Omega^2(t)}{\Delta_1 - \Delta} \right] \frac{\partial E_1}{\partial z} + g[n_2 - F(t)]E_1, \quad (4)$$

где

$$g = 2\pi N |\mu_{21}|^2 / \hbar c, \quad F(t) = n_1 [\lambda_+(t) - \Omega^2(t) / (\Delta_1 - \Delta)] / \Omega_1(t).$$

Решение (4) имеет вид

$$\begin{aligned} E_1(z, t) &= \mathcal{E}(t) \exp[-i\delta(t)] + 2zg \int_{-\infty}^t dt' \mathcal{E}(t') [n_2 - F(t')] \cdot \\ &\cdot I_1(\Psi(t', t)) \Psi^{-1}(t', t) \exp[-i\delta(t) + i\delta(t')], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\Psi(t', t) = 2\{zg \int_{t'}^t dt'' [n_2 - F(t'')] \}^{1/2}, \quad \delta(t) = \int_{-\infty}^t dt' \left[\Delta_1 - \frac{\Omega^2(t')}{\Delta_1 - \Delta} \right],$$

где $I_1(x)$ – модифицированная функция Бесселя 1 порядка. Во-первых, очевидно, что генерация излучения на ω_1 вообще возможна, если только на достаточно большом интервале АИ имеет место условие $n_2 - F(t) > 0$, поскольку в противном случае $I_1(x)$ заменяется на обычную функцию Бесселя $J_1(x)$, которая исчезает с ростом x , и $E_1(z, t)$ остается на уровне спонтанных шумов. Во-вторых, во избежание сильных осцилляций в подынтегральном выражении (5) $\delta(t)$ должна быть медленной функцией t .

Физически наиболее наглядные результаты получаются в случае протяженного АИ, амплитуду поля которого везде можно считать постоянной: $E(t) \equiv \text{const}$, кроме областей включения и выключения, где удовлетворяется условие адиабатичности. Легко видеть, что для такого импульса при значениях $\Delta_1 = \lambda_{\pm} \delta(t) = 0$. Однако генерация имеет место только в случае $\Delta_1 = \lambda_+$, поскольку при $\Delta = \lambda_-$ $n_2 - F(t) < 0$. Для остальных значений Δ_1 , в том числе и $\Delta_1 = \Delta$, генерация также отсутствует опять-таки из-за сильных осцилляций $\exp[-i\delta(t')]$ в (5) или из-за поглощения: $n_2 - F(t) < 0$.

Интенсивность излучения на частоте (1) в области больших усилений $\Psi(t', t) \gg 1$ найдем, используя асимптотику $I_1(x) = e^x / (2\pi x)^{1/2}$, $x \gg 1$:

$$J_1(z, t) = \frac{c}{\pi^2} z^2 g^2 n_2^2 \left| \int_{-\infty}^t dt' \mathcal{E}(t') \Psi_0^{-3/2}(t', t) \exp[\Psi_0(t', t)] \right|^2, \quad (6)$$

где $\Psi_0 = 2[zg(t - t')n_2]^{1/2}$.

Подробный анализ этой формулы, а также квантовой статистики генерируемого излучения, будет дан в другой работе. Здесь же обратим внимание на сходство обсуждаемого процесса с ВЭКР в нестационарном режиме [10,11]. Как и в случае стокова излучения, в (6) имеют место эффекты накопления, и максимальная генерация происходит на заднем фронте АИ.

-
1. О.А.Кочаровская, Я.И.Ханин, Письма в ЖЭТФ **48**, 581 (1988).
 2. S.E.Harris, Phys. Rev. Lett. **62**, 1033 (1989).
 3. A.Imamoglu, J.E.Field, and S.E.Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 1154 (1991).
 4. A.Lyras et al., Phys. Rev. A **40**, 4231 (1989).
 5. M.O.Scully, S.-Y.Zhu, and A.Gavrilides, Phys. Rev. Lett. **62**, 2813 (1989).
 6. E.F.Fill, M.O.Scully, and S.-Y.Zhu, Optics Comms. **77**, 36 (1990).
 7. S.-Y.Zhu, Phys. Rev. A **42**, 5537 (1990).
 8. G.S.Agarval, Phys. Rev. A **44**, R28 (1991).
 9. L.M.Narducci et al., Optics Comms. **86**, 324 (1991).
 10. R.L.Carman, F.Shimizu, G.S.Wang, and N.Bloembergen, Phys. Rev. A **3**, 61 (1970).
 11. С.А.Ахманов, К.Н.Драбович, А.П.Сухаруков, А.С.Чиркин, ЖЭТФ **59**, 485 (1970).