

УДК 626.373

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА УСИЛЕНИЕ СВЕТА БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ДВУХФОТОННО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

А. Р. МХИТАРЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 18 декабря 1997г.)

Показано, что генерация излучения без инверсии населенностей в трехуровневой системе, управляемой когерентным полем на смежном двухфотонном переходе, подавлена в направлении вперед из-за конкуренции с параметрическими процессами, но легко может быть наблюдаема в направлении назад. В последнем случае продемонстрирована возможность увеличения показателя преломления при нулевом поглощении.

1. Введение

В настоящее время лазерная генерация без инверсии населенностей (ГБИН) в трехуровневых атомных системах хорошо исследована как теоретически [1-11], так и экспериментально [12-16]. Суть ГБИН заключается в том, что в отсутствие инверсии населенностей между лазерными уровнями тем не менее возможна генерация лазерного излучения, которая имеет место благодаря сильному подавлению поглощения генерируемого света. Последнее достигается в результате деструктивной (квантовой) интерференции между разными каналами поглощения, когда верхний или нижний лазерные уровни когерентно связываются с некоторым вспомогательным уровнем атома. Во всех схемах для создания атомной когерентности требуется когерентное управляющее поле, связывающее основное и вспомогательное состояния системы, в то время как в большинстве случаев заселение верхнего лазерного уровня осуществляется некогерентной накачкой, которая переводит часть атомов из основного состояния на этот уровень. Применение последней, однако, усложняет экспериментальную реализацию ГБИН. Во избежание этой трудности в работах [8,11] было предложено заселять верхний лазерный уровень за счет радиационных распадов третьего состояния трехуровневой системы, возбужденного когерентной накачкой. В этих системах, однако, интенсивная генерация света на тех же частотах может иметь место также за счет параметрических процессов, в частности, на основе четырехволнового смешения (ЧВС). Исследованию этих процессов в двухфотонно-поглощающей среде посвящено большое количество работ [17-20]. Очевидно, что для правильной интерпретации эффекта безинверсного усиления света в предлагаемых схемах необходим

учет параметрической генерации с целью определения области параметров, где влиянием последней можно пренебречь. В настоящей работе мы исследуем условия наблюдения ГБИН в присутствии ЧВС в схеме с квантовой когерентностью на смежном двухфотонном переходе. Напомним, что через гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) в среде с двухфотонным поглощением генерируется стоксово излучение, квазирезонансное атомному переходу $1 \rightarrow 2$ (рис.1), которое вместе с полем накачки индуцирует на основе ЧВС генерацию параметрического поля на частоте перехода $2 \rightarrow 0$. Эти процессы хорошо исследованы как теоретически [17,21], так и экспериментально [18-20].

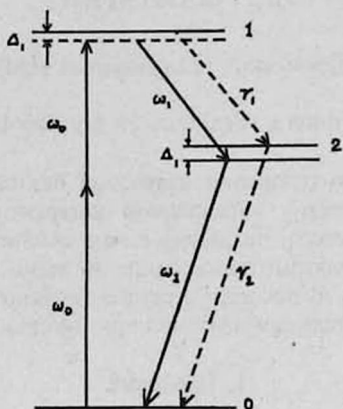


Рис.1. Трехуровневая схема для наблюдения лазерной генерации без инверсии населенностей на переходе $2 \rightarrow 0$. Двухфотонный переход $0 \rightarrow 1$ возбуждается когерентным полем E_0 с частотой ω_0 . Δ_1 и γ_1 — соответствующие расстройки и ширины радиационных распадов.

Рассмотрим трехуровневую систему (рис.1), взаимодействующую на двухфотонном переходе $0 \rightarrow 1$ с когерентным полем E_0 на частоте ω_0 с расстройкой $\Delta_1 = \omega_{10} - 2\omega_0$, где ω_{10} — частота атомного перехода $0 \rightarrow 1$. Как и в работе [11], мы предполагаем, что уровень 2 заселяется за счет радиационного распада уровня 1 с вероятностью γ_1 и распадается в основное состояние 0 со скоростью γ_2 так, что инверсия населенностей на переходе $2 \rightarrow 0$ отсутствует. Это, фактически, V -система, и в принципе ГБИН возможна на частоте $\omega_2 \approx \omega_{20}$. Однако, поскольку переходы $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 0$ дипольно разрешены, то в такой среде на основе ГКР генерируется стоксово излучение E_1 на частоте $\omega_1 = \omega_{12} - \Delta_1$, которое через ЧВС индуцирует генерацию параметрического поля E_2 с частотой $\omega_2 \approx \omega_{20}$. Очевидно, что два канала генерации света на частоте ω_2 конкурируют, и наша цель — найти условия, при которых ГБИН может быть обнаружена в чистом виде.

2. Базисные уравнения системы. Коэффициенты усиления стоксова и параметрического полей

Будем исходить из гамильтониана системы, имеющего вид $H = H_1 + V$, где

$$\begin{aligned}
 H_1 &= \hbar \Delta_1 \sigma_{11} + \hbar \Delta_2 \sigma_{22} + \hbar \Omega [\sigma_{01} + \sigma_{10}], \\
 V &= \hbar [V_1 \sigma_{12} + V_1^* \sigma_{21}] + \hbar [V_2^* \sigma_{02} + V_2 \sigma_{20}].
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь $\Delta_2 = \omega_{20} - \omega_2$, $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ — операторы атомного перехода $i \rightarrow j$, Ω — двухфотонная частота Раби когерентного поля E_0 : $\Omega = E_0^2 \sum_m \mu_{1m} \mu_{m0} / \hbar (\omega_{m0} - \omega_0)$, причем с самого начала будем считать Ω реальным числом, а μ_{ij} — дипольный момент перехода $i \rightarrow j$, $V_1 = \mu_{01} E_1 / \hbar$ и $V_2 = \mu_{20} E_2 / \hbar$ — частоты Раби полей E_1 и E_2 , соответственно.

Уравнения движения для матрицы плотности среды ρ в базе голых состояний атома имеют вид

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H, \rho] - \Gamma\rho,
 \tag{2}$$

где релаксационная матрица определена как

$$\Gamma\rho = \begin{bmatrix} -\gamma_2 \rho_{22} & \frac{\gamma_1}{2} \rho_{01} & \frac{\gamma_2}{2} \rho_{02} \\ \frac{\gamma_1}{2} \rho_{01} & \gamma_1 \rho_{11} & \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \rho_{12} \\ \frac{\gamma_2}{2} \rho_{20} & \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \rho_{21} & -\gamma_1 \rho_{11} + \gamma_2 \rho_{22} \end{bmatrix}.
 \tag{3}$$

Здесь не учитывается столкновительное уширение, считая плотность числа атомов достаточно малой.

Взаимодействие с лазерным полем E_0 вычисляется точно во всех порядках, предполагая Ω большим по сравнению с $\gamma_{1,2}$: $\Omega \gg \gamma_{1,2}$, в то время как стоксово и параметрическое поля рассматриваются в первом порядке теории возмущений. В этом случае изменение населенностей уровней за счет взаимодействия с полями $E_{1,2}$ мало и им можно пренебречь. Это позволяет разбить систему уравнений (2) на две группы, в первой из которых учитывается взаимодействие только с сильным полем E_0 на переходе $0 \rightarrow 1$, а вторая содержит уравнения для поляризации ρ_{12} и ρ_{20} , индуцированных слабыми полями $E_{1,2}$. Эти уравнения получаются стандартным образом [17], и для их решений в стационарном режиме в общем случае получаются довольно громоздкие выражения. Поэтому мы приведем их только для $\Delta_1 = 0$. В пренебрежении членами порядка γ^2/Ω^2 имеем:

$$\rho_{11} \approx \rho_{00} = \frac{\gamma_2}{2\gamma_2 + \gamma_1},
 \tag{4}$$

$$\rho_{22} = \frac{\gamma_1}{2\gamma_2 + \gamma_1},
 \tag{5}$$

$$\rho_{10} = \frac{2i\Omega}{\gamma_1} (\rho_{11} - \rho_{00}) = -\frac{i\gamma_1\gamma_2}{2\Omega(2\gamma_2 + \gamma_1)},
 \tag{6}$$

а ρ_{12} и ρ_{20} представим в виде

$$\rho_{12} = a_1 E_1 + b_1 E_2^*,
 \tag{7}$$

$$\rho_{20} = a_2 E_2 + b_2 E_1^*.
 \tag{8}$$

Коэффициенты a_1 и b_1 равны:

$$a_1 = \frac{1}{d} \left\{ (\Omega^2 - \Delta_2^2) \Delta_2 \delta - \Delta_2 \frac{\gamma_1 + 2\gamma_2}{2} \left[\Omega \operatorname{Im} \rho_{01} + \frac{\gamma_2}{2} \delta \right] + \right. \\ \left. + i(\Omega^2 - \Delta_2^2) \left[\Omega \operatorname{Im} \rho_{01} + \frac{\gamma_2}{2} \delta \right] + i \Delta_2^2 \frac{\gamma_1 + 2\gamma_2}{2} \delta \right\}, \quad (9)$$

$$b_1 = \frac{1}{d} \left\{ (\Omega^2 - \Delta_2^2) \left[\Omega \delta + \frac{\gamma_2}{2} \operatorname{Im} \rho_{01} \right] + \Delta_2^2 \frac{\gamma_1 + 2\gamma_2}{2} \operatorname{Im} \rho_{01} - \right. \\ \left. - i(\Omega^2 - \Delta_2^2) \Delta_2 \operatorname{Im} \rho_{01} + i \Delta_2 \frac{\gamma_1 + 2\gamma_2}{2} \left[\Omega \delta + \frac{\gamma_1}{2} \operatorname{Im} \rho_{01} \right] \right\}, \quad (10)$$

где

$$d = (\Omega^2 - \Delta_2^2)^2 + \Delta_2^2 \left(\frac{\gamma_1 + 2\gamma_2}{2} \right)^2, \quad \delta = \rho_{11} - \rho_{22} = \rho_{00} - \rho_{22}. \quad (11)$$

Уравнения распространения полей $E_{1,2}$ по оси z , выбранной в направлении распространения когерентного поля, получаются стандартным образом и имеют вид

$$dE_1 / dz = \alpha_1 E_1 + \beta_1 E_2^* \exp(i\Delta k z), \quad (12)$$

$$dE_2 / dz = \alpha_2 E_2 + \beta_2 E_1^* \exp(-i\Delta k z), \quad (13)$$

где α_i — коэффициент усиления i -го поля, β_i — константы параметрической связи между полями, $\Delta k = (2k_0 - k_1 - k_2)_z$ — расстройка волновых векторов k_i , $i = 0, 1, 2$. Они выражаются через a_i и b_i следующим образом:

$$\alpha_1 = \frac{2\pi\omega_1 N \mu_{12}}{c n_1} \operatorname{Im} a_1, \quad \beta_1 = i \frac{2\pi\omega_1 N \mu_{12}}{c n_1} b_1, \quad (14) \\ \alpha_2(\beta_2) = \alpha_1(\beta_1) \quad (1 \leftrightarrow 2, \mu_{12} \rightarrow \mu_{20}),$$

где N — плотность числа атомов, а n_i — показатель преломления i -го поля:

$$n_1 = [1 + 4\pi\mu_{12} N \operatorname{Re} a_1]^{1/2}, \quad n_2 = n_1 \quad (1 \rightarrow 2, \mu_{12} \rightarrow \mu_{20}). \quad (15)$$

В направлении вперед удовлетворяется условие волнового синхронизма $\Delta k = 0$. В этом случае решения уравнений (12)-(13) имеют вид

$$E_1(z) = \frac{(k_1 - \alpha_2) E_{10} + \beta_1 E_{20}^*}{k_1 - k_2} \exp\{k_1 z\} - \frac{(k_2 - \alpha_2) E_{10} + \beta_1 E_{20}^*}{k_1 - k_2} \exp\{k_2 z\}, \quad (16)$$

$$E_2(z) = \frac{(k_1 - \alpha_1) E_{20} + \beta_2 E_{10}^*}{k_1 - k_2} \exp\{k_1 z\} - \frac{(k_2 - \alpha_1) E_{20} + \beta_2 E_{10}^*}{k_1 - k_2} \exp\{k_2 z\}, \quad (17)$$

где

$$k_{1,2} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \pm \frac{\sqrt{D}}{2}, \quad D = (\alpha_1 - \alpha_2)^2 + 4\beta_1 \beta_2^*, \quad (18)$$

а E_{i0} — амплитуда i -го поля на входе в среду при $z = 0$ и описывает спонтанные шумы в случае генерации или представляет амплитуду сигнального импульса в условиях усиления.

3. Обсуждение результатов

За генерацию без инверсии населенностей ответственны эффекты атомной когерентности, вклад которых в α_i представлен членами, пропорциональными $\text{Im}\rho_{0i}$. Как видно из формул (14) и (9),(10), в области штарковских резонансов $\Delta_2 = \pm\Omega$, где имеет место максимальная генерация полей E_1 и E_2 за счет ГКР и ЧВС, этот вклад пренебрежимо мал. Однако он может стать сравнимым со вкладами остальных членов вблизи центра линии перехода $\omega_2 \cong \omega_{20}$. Напомним, что результаты работ [8,11] по ГБИН получены именно для резонансной частоты $\omega_2 = \omega_{20}$. Из формул (9),(10) и (14) для $\Delta_2 = 0$ имеем:

$$\alpha_1 = \frac{2\pi\omega_1 N\mu_{12}^2}{cn_1} \frac{1}{\Omega^2} \left(\Omega \text{Im}\rho_{01} + \frac{\gamma_2}{2} \delta \right), \quad (19)$$

$$\beta_1 = \frac{2\pi\omega N\mu_{12}\mu_{20}}{cn_1} \frac{i}{\Omega^2} \left(\Omega\delta + \frac{\gamma_2}{2} \text{Im}\rho_{01} \right), \quad (20)$$

$$\alpha_2 = \frac{2\pi\omega_2 N\mu_{20}^2}{cn_1} \frac{1}{\Omega^2} \left(\Omega \text{Im}\rho_{01} - \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \delta \right), \quad (21)$$

$$\beta_2 = \frac{2\pi\omega_2 N\mu_{12}\mu_{20}}{cn_2} \frac{i}{\Omega^2} \left(\Omega\delta + \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \text{Im}\rho_{01} \right), \quad (22)$$

откуда следует, что $a_i \ll b_i$ и, следовательно, согласно (18), $k = \pm 2\sqrt{\beta_1\beta_2}$. Это означает, что на частоте $\omega_2 \cong \omega_{20}$ имеет место только параметрическая генерация излучения независимо от когерентных эффектов.

Таким образом, в рассматриваемой схеме генерация без инверсии населенностей на частоте атомного перехода $2 \rightarrow 0$ в направлении вперед не наблюдаема из-за сильной конкуренции с ЧВС. Однако такая возможность имеется в геометрии встречных пучков или при распространении генерируемых излучений назад, поскольку в этом случае параметрические процессы отсутствуют из-за большой фазовой расстройки $\Delta k \gg \alpha_i$. Пренебрегая в правых частях уравнений (12),(13) членами, пропорциональными $\exp(i\Delta kz)$, для E_2 получаем простое решение:

$$E_2(z) = E_2(0) \exp[\alpha_2 z], \quad (23)$$

где α_2 для $\Delta_2 = 0$ определяется из (21). Заметим, что коэффициент поглощения α_2 содержит два члена, второй из которых, будучи пропорциональным разности населенностей лазерных уровней δ , ответственен за поглощение поля (поскольку в отсутствие инверсии $\delta > 0$), а первый представляет атомную когерентность между уровнями 1 и 0, наведенную сильным лазерным полем E_0 . Поскольку этот вклад всегда положителен, то $\alpha_2 > 0$, если $\Omega \text{Im}\rho_{01} > (\gamma_1 + \gamma_2)/2\delta$. Отсюда, используя выражения для ρ_{01} (6) и δ (11), получаем условия для безынервной генерации света на

резонансной частоте $2 \rightarrow 0$, т.е. $\omega_2 = \omega_{20}$:

$$\delta > 0 \text{ или } \gamma_2 > \gamma_1 \text{ и } \gamma_2 \gamma_1 > \gamma_2^2 - \gamma_1^2. \quad (24)$$

Нетрудно проверить, что они одновременно выполняются, если $1 > \gamma_1 / \gamma_2 > 0,6$.

На рис.2 приведена зависимость α_2 и дисперсии $\chi_2 = (2\pi N \omega_2 \mu_{20}^2 / \hbar c) \text{Re } \rho_{20}$ от расстройки Δ_2 в случае распространения назад. Как следует из рисунка, на двух частотах коэффициент поглощения α_2 отрицателен и, следовательно, имеет место сильное поглощение поля E_2 . Это связано с тем, что в лазерном поле E_0 основной уровень 0 из-за Штарк-эффекта расщепляется на дублет уровней, разделенных частотой Раби Ω , с которых имеет место только поглощение поля E_2 . Однако, в промежуточной области $\alpha_2 > 0$, что и соответствует ГБИН. Видно, что в области нулевого поглощения на частоте ω_2 имеется большой коэффициент преломления, что совпадает с ранее полученными результатами [8,11].

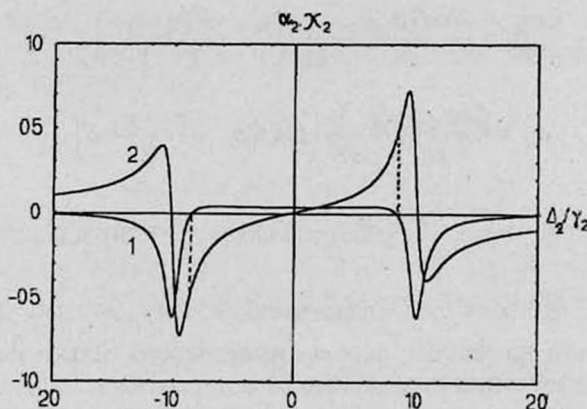


Рис.2. Коэффициент поглощения α_2 (кривая 1) и дисперсия χ_2 (кривая 2) для поля E_2 в зависимости от Δ_2 : $\gamma_1 / \gamma_2 = 0,9$; $\Omega / \gamma_2 = 10$; $\omega_1 \mu_{12}^2 / \omega_2 \mu_{20}^2 = 0,4$. Все коэффициенты нормированы на $\chi_0 = 2\pi \omega_1 \mu_{12}^2 N / c \hbar$. Местоположение частот нулевого поглощения указано штриховыми прямыми.

Резюмируя, можно сказать, что ранее предложенная в работах [8,11] система оказалась на самом деле более сложной, чем схемы с некогерентной накачкой верхнего лазерного уровня. Безынерционное усиление можно наблюдать только в направлении назад. Усиление будет тем больше, чем γ_1 больше γ_2 . Если разность населенностей невелика, то вклад нелинейной интерференции в усиление является определяющим и можно получить ГБИН.

Автор благодарен Ю.П.Малакяну за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена в рамках научной темы 96-770, финансируемой из государственных централизованных источников Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.Kocharovskaya. Phys. Rep., 219, 175 (1992).
2. M.Scully. Phys. Rep., 219, 191 (1992).
3. M.Fleischhauer et al. Opt. Com., 94, 599 (1992).
4. R.Međuri et al. Phys. Rev. Lett., 71, 4311 (1993).
5. Ю.П.Малакян. Письма в ЖЭТФ, 57, 769 (1993).
6. G.Wilson et al. Phys. Rev. A, 50, 3394 (1994).
7. O.Kocharovskaya, P.Mandel. Quantum Optics, 6, 217 (1994).
8. S.Gong, H.Teng, Z.Xu. Phys. Rev. A, 51, 3382 (1995).
9. M.Scully, M.Fleischhauer, Science, 263, 337 (1994).
10. Y.Zhu. Opt. Commun., 105, 253 (1994).
11. В.Г.Архипкин, Е.Н.Минакова. Кв. электроника, 22, 835 (1995).
12. A.Nottleman et al. Phys. Rev. Lett., 70, 1783 (1993).
13. I.Fry et al. Phys. Rev. Lett., 70, 3235 (1993).
14. W.Van der Veer et al. Phys. Rev. Lett., 70, 3243 (1993).
15. I.Gao et al. Opt. Commun., 110, 590 (1993).
16. I.-Q.Li, M.Xiao. Phys. Rev. A, 51, R2703 (1995).
17. Ю.П.Малакян. Кв. электроника, 12, 1365 (1985); *ibid*, 16, 1870 (1989).
18. W.Hartig. Appl. Phys., 15, 427 (1978).
19. J.Heinrich, W.Behmenburg. Appl. Phys., 23, 333 (1980).
20. P.-L.Zhang, Y.-C.Wang, A.Shallow. J. Opt. Soc. Amer. B, 1, 9 (1984).
21. Yu.P.Malakyán. J. Mod. Opt., 39, 509 (1992).

ԵՐԿՖՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ
ԱՁԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆ ԱՌԱՅ ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԻՆՎԵՐՍԻԱՅԻ
ԼՈՒՅՄԻ ՈՒԺԵՂԱՅՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. Ռ. ՄԻԻԹԱՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ եռամակարդակ ատոմային համակարգում երկֆոտոնային կոհերենտ դաշտով դեկավարվող ճառագայթման առանց բնակեցվածության ինվերսիայի գեներացիան պարամետրիկ պրոցեսների հետ մրցակցության պատճառով ճնշվում է «դեպի առաջ» ուղղությամբ, սակայն հնարավոր է այն դիտել «դեպի ետ» ուղղությամբ: Վերջին դեպքում ցուցադրված է զրոյական կլամման ժամանակ քեկման ցուցչի աճի հնարավորությունը:

INFLUENCE OF THE PARAMETRIC PROCESSES ON THE LASING WITHOUT
INVERSION IN A TWO-PHOTON ABSORBING MEDIUM

A. R. MKHITARYAN

We show that the lasing without inversion in a three-level ladder-system driven by a coherent field on a two-photon auxiliary transition is strongly suppressed in the forward direction due to competition with the four-wave mixing. However, it can be observed in the backward direction in which case the large refractive index at zero absorption can be obtained.