

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СРЕД

А.В. Андреев, П.В. Полевой

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 1992 г.

Показано, что интенсивность импульса сверхизлучения двухкомпонентных сред может значительно превосходить интенсивность сверхизлучения для каждой из компонент в отдельности. При этом время задержки может быть увеличено на несколько порядков, что значительно снижает требования к длительности импульса накачки.

1. Традиционно, теории сверхизлучения (СИ) исходят из предположения, что в начальный момент все атомы возбуждены, а поле находится в вакуумном состоянии¹⁻⁵. Это означает, что атомы возбуждаются мгновенно, то есть импульс накачки является δ -импульсом. Исследования влияния конечности длительности импульса накачки на параметры импульсов СИ были вызваны экспериментальными исследованиями эффекта⁶⁻⁹ и показали, что когда длительность импульса накачки начинает приближаться к величине длительности импульса СИ при мгновенной накачке, то импульс СИ начинает уширяться и менять свою форму. В традиционных лазерных схемах снижение требований к длительности импульса накачки достигается использованием различных схем модуляции добротности¹⁰. Однако, поскольку СИ является безрезонаторной генерацией, то эти схемы не могут быть непосредственно перенесены на случай СИ.

В настоящей работе мы покажем, что СИ двухкомпонентных сред качественно отличается от традиционного СИ. В частности, при определенных условиях появляется возможность существенно увеличить время задержки и сократить длительность импульса СИ. Это позволяет одновременно ослабить требования к длительности импульса накачки и увеличить интенсивность СИ.

2. Пусть активная среда состоит из двух компонент – "медленной" и "быстрой" (сечение резонансного поглощения σ_b для быстрой компоненты много больше, чем для медленной $\sigma_a \ll \sigma_b$). Исследуем динамику эволюции этой системы в когерентном режиме, когда времена однородной релаксации каждой из компонент много больше длительности импульса, генерируемого такой средой. В начальный момент быстрая среда находится в основном состоянии, а внешние источники накачки возбуждают медленную компоненту на верхний уровень резонансного перехода.

Система уравнений для медленно меняющихся амплитуд встречных волн $a_{1,2}$, волн поляризаций $p_{1,2}$ ($q_{1,2}$) для медленной (быстрой) компонент и инверсий населенностей $r_1(r_2)$ имеет вид:

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} + c \frac{\partial a_1}{\partial x} = p_1 + q_1 + p_0(1 + r_1) + q_0(r_0 + r_2),$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial t} - c \frac{\partial a_2}{\partial x} = p_2 + q_2 + p_0(1 + r_1) + q_0(r_0 + r_2),$$

$$\frac{\partial p_{1,2}}{\partial t} + \alpha_1 p_{1,2} = \beta_1 a_{1,2} r_1,$$

$$\frac{\partial q_{1,2}}{\partial t} + \alpha_2 q_{1,2} = \beta_2 a_{1,2} r_2,$$

$$\frac{\partial r_1}{\partial t} = -(a_1 p_1 + a_2 p_2) + F, \quad \frac{\partial r_2}{\partial t} = -(a_1 q_1 + a_2 q_2), \quad (1)$$

где введены безразмерные время $t = t'/\tau$ и координата $x = x'/L$ (L - длина среды, $\tau = L/c$). Амплитуды $a_{1,2}$ нормированы таким образом, что $n_{1,2} = |a_{1,2}|^2$ есть плотности числа квантов в единицах плотности числа атомов медленной компоненты $n_a = N_a/V$. Плотности разностей населенности $r_{1,2}$ нормированы на n_a . Следовательно, r_1 изменяется в пределах: $-1 < r_1 < 1$, а начальное значение для r_2 : $r_2(x, 0) = -n_b/n_a$ задает отношение плотностей быстрых и медленных атомов. Безразмерные скорости однородной релаксации определяются выражением

$$a_{1,2} = \tau/T_2^{(a,b)}, \quad (2)$$

а коэффициенты $\beta_{1,2}$ имеют вид

$$\beta_{1,2} = \frac{2\pi\omega_0 |d_{a,b}|^2 \tau^2}{\hbar} n_a.$$

Последние два слагаемых в правой части первых двух уравнений системы (1) описывают источники спонтанной поляризации, а $F(x, t)$ в уравнении для r_1 есть скорость накачки:

$$F(x, t) = F_0 \exp[-(t - t_0)^2 / \tau_p^2], \quad (3)$$

где $F_0 \tau_p \sqrt{\pi} = 1$.

Начальные условия имеют вид

$$\begin{aligned} a_{1,2}(x, 0) = p_{1,2}(x, 0) = q_{1,2}(x, 0) = 0, \\ r_1(x, 0) = 0, \quad r_2(x, 0) = -r_0. \end{aligned} \quad (4)$$

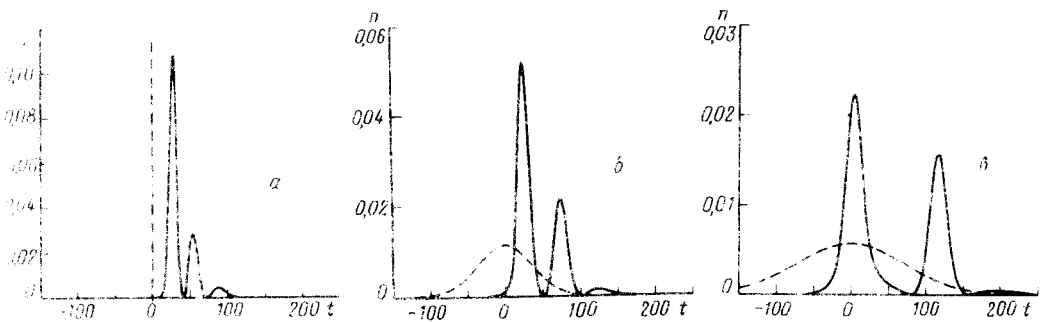


рис.1. Профиль импульса СИ однокомпонентной среды ($\alpha_1 = 0,01$, $\beta_1 = 1$, $\tau_0 = 0$) при различных значениях длительности импульса накачки $\tau_p = 0$ (а), 50 (б), 100 (в)

На рис.1 показано как изменяется профиль импульса СИ однокомпонентной среды (с параметрами $\alpha_1 = 0,01$, $\beta_1 = 1$) по мере увеличения длительности импульса накачки ($\tau_p = 0$ (а), 50 (б), 100 (в)). Мы видим, что с ростом τ_p интенсивность импульса падает, а его длительность увеличивается. На рис.2 показана динамика трансформации профиля импульса СИ двухкомпонентной среды (с параметрами $\alpha_1 = 0,01$, $\beta_1 = 1$, $\alpha_2 = 0,1$, $\beta_2 = 15$, при длительности

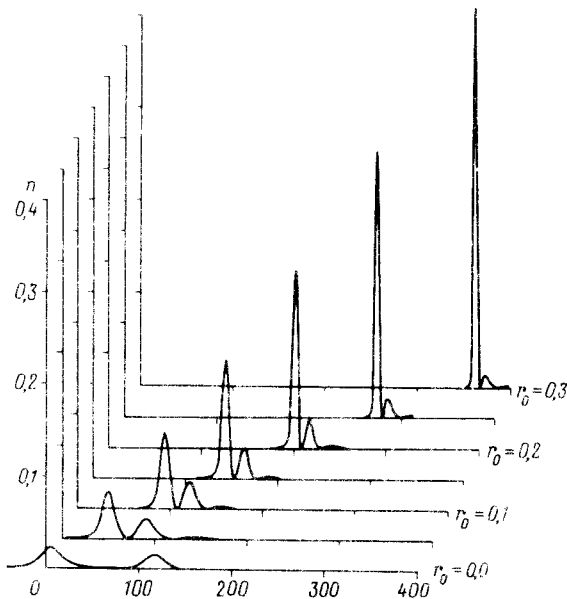


Рис.2

Рис.2. Профиль импульса СИ двухкомпонентной среды (с параметрами $\alpha_1 = 0,01$, $\beta_1 = 1$, $\alpha_2 = 0,1$, $\beta_2 = 15$, и длительностью импульса накачки $\tau_p = 100$) для различных значений концентрации быстрой компоненты r_0

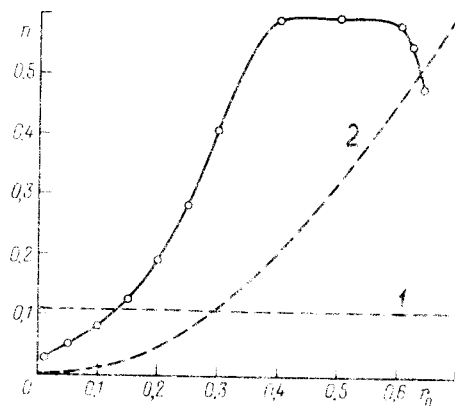


Рис.3

Рис.3. Зависимость пикового значения интенсивности импульса СИ двухкомпонентной среды (с параметрами $\alpha_1 = 0,01$, $\beta_1 = 1$, $\alpha_2 = 0,1$, $\beta_2 = 15$ и длительностью импульса накачки $\tau_p = 100$) от концентрации быстрой компоненты

импульса накачки $\tau_p = 100$) по мере роста концентрации быстрой компоненты. Видно, что с ростом r_0 происходит увеличение времени задержки импульса, сокращение его длительности и рост пикового значения интенсивности. При $r_0 = 0,13$ восстанавливается профиль импульса СИ для однокомпонентной среды при мгновенной накачке (см. рис.1а). По мере дальнейшего увеличения r_0 интенсивность импульса генерации начинает превосходить интенсивность импульса СИ для медленной компоненты при мгновенной накачке. На рис.3 представлена результирующая кривая зависимости пикового значения интенсивности от концентрации r_0 быстрой компоненты. Пунктирная линия 1 указывает величину пикового значения интенсивности СИ для однокомпонентной среды, состоящей из медленных атомов, при мгновенной накачке, а штриховая кривая 2 показывает зависимость от плотности числа атомов пикового значения интенсивности СИ для среды, состоящей из быстрой компоненты. Мы видим, что в области $0,13 \leq r_0 \leq 0,63$ интенсивность СИ двухкомпонентной среды превосходит интенсивность СИ для каждой из компонент в отдельности, а профиль импульса таков, что большая часть энергии излучения сосредоточена в пределах первого пика.

3. Проведенные исследования показали, что использование двухкомпонентных сверхизлучающих сред открывает новые возможности управления параметрами и формой генерируемых импульсов. Варьируя концентрации компонент и длину активной среды, мы можем управлять характером пространственно-временной динамики генерации, что позволяет существенно увеличивать ин-

-
1. А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский, УФН **131**, 653 (1980).
 2. M. Gross and S. Haroche, Phys. Rep. **93**, 1 (1982).
 3. Н.Н. Боголюбов, В.Н. Пленко, А.С. Шумовский, ЭЧАЯ **14**, 1443 (1983).
 4. В.В. Железняков, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский, УФН **150**, 193 (1989).
 5. А.В. Андреев, УФИ **160**, 1 (1990).
 6. J.C. MacGillivray and M.S. Feld, Phys. Rev. A **23**, 1334 (1981).
 7. F.F. Mattar and C.M. Bowden, Phys. Rev. A **27**, 345 (1983).
 8. Э.А. Купренко, В.И. Шаядас, Литов. физ. сб. **28**, 763 (1988); **29**, 583 (1989).
 9. D.P. Scharrer, A.W. Kalin, R. Kesselring, and F.K. Kneubuhl, Opt. Comm. **87**, 249 (1992).
 10. Н.В. Карлов, Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1988.