

УДК 621.373.8.038.824

АНАЛИЗ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ СИНХРОННОЙ НАКАЧКЕ ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВЫХ СРЕД

В. А. Нехасенко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Создание лазеров, излучающих одиночные сверхкороткие импульсы света (суперлюминесцентный режим) или пуги таких импульсов (режим синхронной накачки), представляет значительный интерес в связи с приложением в различных областях науки. Наиболее перспективны в этом отношении лазеры на рэсторах красителей и на F -центрах в щелочно-галогидных кристаллах. Применение таких сред позволяет не только генерировать, но и перестраивать по спектру сверхкороткие импульсы. Аналитически подобные задачи рассматривались либо в приближении стационарной поляризации двухуровневой среды при синхронной накачке [1], либо без учета обратного влияния импульса суперлюминесценции на инверсию в трехуровневой среде [2].

2. Активная среда аппроксимируется четырехуровневой моделью (рис. 1) с быстрыми временами колебательной релаксации [3] ($T_2 \ll \ll 1/W_{43} \approx 1/W_{21} \ll \tau_n$ — длительность импульса накачки) и медленным временем жизни населенности T_1 ($1/T_1 W_{43} \ll 1$) уровня 3. Релаксация W_{12} учитывает слабую ($W_{12}/W_{21} = \gamma \ll 1$) равновесную населенность уровня 2, включая в рассмотрение эффект самопоглощения генерируемого импульса.

3. Рассмотрим процесс генерации (усиления) в такой среде. Поле накачки (генерируемое излучение) $E_{n,l} = E_{n,l}(t, z) \exp[i(\omega_{n,l}t - k_{n,l}z)] + \text{к.с.}$ — в резонансе с переходом $1 \rightarrow 4$ ($3 \rightarrow 2$) (дипольный момент $d_{14,32}$; ширина линии $1/T_2$; отстройку от резонанса считаем малой) и нормировано на параметр $E_{n,l}^{\text{нр}} = \hbar / (2T_1 T_2 d_{14,32}^2)^{1/2}$. Решая совместно уравнения матрицы плотности четырехуровневой среды и укороченные уравнения Максвелла для бегущих по оси z плоских волн с ограничением на пиковую интенсивность накачки $I_n = E_n E_n^*$ сверху ($I_n/T_1 W_{43} \ll 1$), получим следующую систему [3]:

$$I_n(z, \tau) = I_n(0, \tau) \exp[\alpha_n(G - z)], \quad (1)$$

$$\left(T_2 \frac{\partial}{\partial \tau} + 1\right) [E_n(z, \tau) - E_n(0, \tau)]^2 =$$

$$= \frac{\alpha_n}{2} \left[E_n(z, \tau) (G - \gamma z) - \int_0^z \left((G - \gamma z') \frac{\partial E_n}{\partial z'} - \rho_{23}^{\text{н}}(z', \tau) \right) dz' \right], \quad (2)$$

$$\left(T_1 \frac{\partial}{\partial \tau} + 1\right) G = [I_n(0, \tau) - I_n(z, \tau)]/\alpha_n - [I_n(z, \tau - \nu z) - I_n(0, \tau)]/\alpha_n, \quad (3)$$

где $G(z, \tau) = \int_0^z \rho_{33}(z, \tau) dz$; ρ_{33} — населенность уровня 3; $\nu = = 1/u_n - 1/u_n$ — расстройка групповых скоростей; $\tau = t - z/u_n$; $I_n = = E_n E_n^*$; $\alpha_n = 4\pi\omega_n N d_{14}^2 T_2 / c n_n \hbar$ — коэффициент поглощения перехода $1 \rightarrow 4$; $\alpha_n = 4\pi\omega_n N \chi d_{32}^2 T_2 / c n_n \hbar$ — коэффициент усиления при переходе

3→2; N — концентрация; $n_{н,л}$ — показатели преломления; χ — квантовый выход люминесценции; $\rho_{23}^{ш}$ — шумовая поляризация с корреляционной функцией $(2gT_2/\alpha_n)\rho_{33}(z, \tau)\delta(\tau-\tau')\delta(z-z')$, константа $g \ll 1$ [2]. Подставив неизвестную форму генерируемого импульса, зависящую только от сопровождающего времени τ , под интеграл в (2), получим в первом приближении явное выражение для $E_n(z, \tau)$:

$$E_n(z, \tau) = E_n(0, \tau) + \frac{\alpha_n}{2T_2} e^{\Gamma(z, \tau)} \int_0^\tau \left[(G - \gamma z) E_n(0, \tau') + \int_0^z \rho_{23}^{ш}(z', \tau') dz' \right] e^{-\Gamma(z, \tau')} d\tau', \quad (4)$$

$$\Gamma(z, \tau) = -\frac{\alpha_n}{2T_2} \int_0^\tau [G - \gamma z - 2/\alpha_n] d\tau'. \quad (5)$$

4. Суперлюминесцентный режим генерации ($E_n(0, \tau) = 0$; $\tau_n \ll T_1$). Средняя интенсивность лазерного импульса I_n в этом случае равна (6) и совместно с (3) определяет его эволюцию,

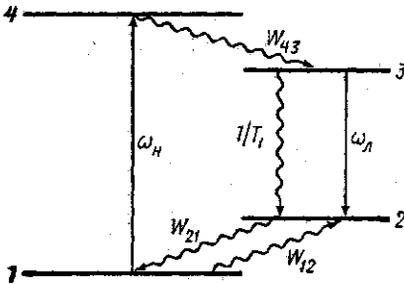


Рис. 1. Основные процессы в четырехуровневой среде, которые учитывались при выводе уравнений

$$I_n(z, \tau) = g \frac{e^{2\Gamma}}{2T_2} \int_0^\tau \alpha_n G e^{-2\Gamma} d\tau'. \quad (6)$$

Из (6) следует вывод о существовании областей пространства с сильным ($z > z^{кр}$, $I_n = g_{эфф} e^{2\Gamma} \gg 1$) и слабым ($z < z^{кр}$, $I_n \ll 1$) лазерным излучением, линией раздела которых является кривая $G_s(z^{кр}, \tau) - \gamma z^{кр} - 2/\alpha_n = 0$, где G_s — решение (3) в зоне слабого излучения:

$$G_s(z, \tau) \simeq \left[z - \frac{1}{\alpha_n} \ln(1 + (e^{\alpha_n z} - 1) e^{-\xi_n(\tau)/T_1}) \right] e^{-\tau/T_1}, \quad (7)$$

$\xi_n(\tau) = \int_0^\tau I_n(0, \tau) d\tau$ — энергия импульса накачки.

Это связано с тем, что импульсу накачки необходимо некоторое время для поглощения в среде, а следовательно, и некоторое расстояние, проходимое за это время. При $\gamma = 0$

$$z^{кр} = \frac{1}{\alpha_n} \ln \left[\frac{\exp(\xi_n(+\infty)/T_1) - 1}{\exp(\xi_n(+\infty)/T_1 - 2\alpha_n/\alpha_n) - 1} \right].$$

Область сильного излучения может вообще отсутствовать, если $\delta_n(+\infty) \leq 2(\alpha_n/\alpha_L)T_1$. При $z > z^{кр}$ происходит сильное сжатие (рис. 2) лазерного импульса и сдвиг вперед во времени за счет движения населенности, обусловленной достаточным флуктуацией интенсивности генерируемого импульса. Установившаяся длительность имеет тот же порядок, что и в режиме синхронной накачки, и может быть оценена по аналогичным формулам [3]. Дисперсия ($v \neq 0$) смещает импульс назад по времени за счет его выхода из зоны усиления. Самопоглощение ($\gamma \neq 0$) преобразует область сильного излучения в полосу $z_1^{кр} < z < z_2$.

5. Синхронная накачка конечным цугом из N_1 импульсов ($T_1 < 2L/u_L$; L — длина активной среды, полностью заполняющей резонатор с коэффициентом отражения R на частоте ω_L ; $\Delta L = L - L_n$ — расстройка длин резонаторов). Уравнения (3) — (5) преобразуются граничным условием: $E_L^{(n)}(0, \tau) = RE_L^{(n-1)}(L, \tau - vL - \Delta L/u_L)$, где $0 \leq n \leq N$. Последовательно решая такую систему с учетом $E_L^{(0)}(0, \tau) = 0$, получим форму любого импульса. Число импульсов в цуге накачки, необходимое для установившегося режима, определится из условия $R^N \ll 1$.

6. Синхронная накачка непрерывным цугом ($T_1 < 2L/u_L$). Такой переход осуществляется следующим граничным условием: $E_L(0, \tau) = RE_L(L, \tau - vL - \Delta L/u_L)$. В случае $vL + \Delta L/u_L = 0$ интенсивность лазерного импульса определяется по формулам (3), (6) с заменой в

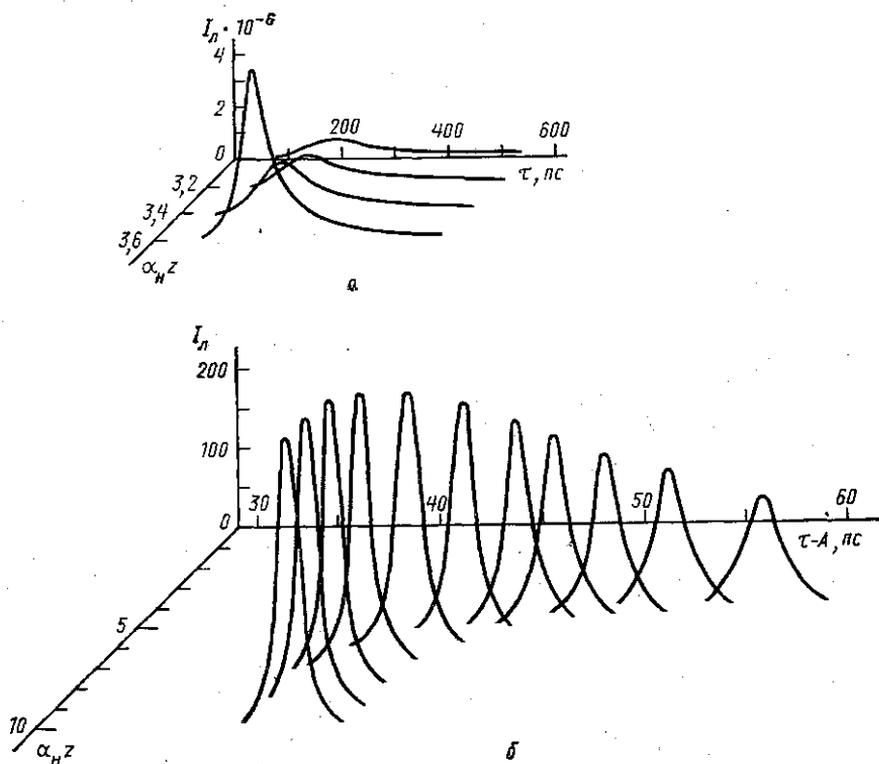


Рис. 2. Форма генерируемого импульса в области $z \approx z^{кр}$ (а) и $z > z^{кр}$ (б) при $T_1 = 1$ нс; $T_2 = 0,1$ нс; $\alpha_n/\alpha_L = 0,7$; $g = 10^{-3}$; $I_n(0, \tau) = 40 \text{ ch}^{-2}[(\tau - A)/\tau_n]$; $A = 100$ нс; $\tau_n = 50$ нс; $z^{кр} = 3,22$; $v = 0$; $\gamma = 0$.

(5), (6) $G(L, \tau)$ на величину $G(L, \tau)/(1-R)$, т. е. резонатор значительно повышает эффективность накачки. Режим синхронной накачки подробно рассматривался в [3], где были получены основные характеристики лазерного импульса.

В заключение автор выражает благодарность Н. И. Коротееву и А. С. Ахманову за интерес, проявленный к работе, и полезное обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ausschnitt C. P., Jain R. K., Heritage J. P.— Cavity length detuning characteristics of the synchronously mode-locked cw dye laser.— IEEE J. of Quant. Electr., 1979, QE-15, p. 912—917. [2] Богданова М. В. Взаимодействие импульсного лазерного излучения с электронно-колебательными переходами молекул. Канд. дис.— М.: Изд-во МГУ, 1977, 159 с. [3] Нехаенко В. А. К теории синхронной накачки лазеров на красителях.— Квант. электроника, 1981, 8, с. 737—742.

Поступила в редакцию
25.12.80