

## О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОГО УСИЛЕНИЯ

*А.В.Назаркин, И.А.Полуэктов, И.И.Собельман*

Показано, что техника  $\pi$ -импульсов позволяет осуществлять преобразование лазерных импульсов с высокой эффективностью по энергии и с существенным сокращением длительности.

В настоящей работе показывается, что при прохождении  $\pi$ -импульса через резонансно поглощающую среду возможна эффективная перекачка его энергии в импульс на частоте смежного перехода, сопровождающаяся существенным уменьшением длительности последнего по сравнению с исходным  $\pi$ -импульсом. Рассмотрим для определенности среду трехуровневых атомов (рис. 1), в которой распространяется стационарный  $2\pi$ -импульс с

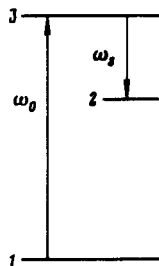


Рис. 1

частотой  $\omega_0 \approx \omega_{31}$  и длительностью  $\tau_0$ ; групповая скорость импульса  $v_0$  при этом много меньше фазовой скорости света  $c$  в среде, так как большая часть энергии импульса запасена в возбуждении среды на уровень  $3$ <sup>1</sup>. Пусть вслед за этим  $2\pi$ -импульсом в среде распространяется слабый сигнальный импульс с частотой  $\omega_s \approx \omega_{32}$  и длительностью  $\tau_s < \tau_0$ . Скорость  $v_s \approx c$  и следовательно  $v_s \gg v_0$ . Поскольку уровень 2 не заселен и  $\tau_s < \tau_0 \ll T_1, T_2$ , то участок среды, перекрываемый  $2\pi$ -импульсом накачки является когерентно усиливающим для проходящего через него сигнального импульса.

Импульсы света, распространяющиеся вдоль оси  $z$  представим в виде

$$e_0(z, t) = \frac{1}{2} \left( E_0(z, t) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + \text{к.с.} \right),$$

$$e_s(z, t) = \frac{1}{2} \left( E_s(z, t) e^{i(\omega_s t - k_s z)} + \text{к.с.} \right),$$

где  $E_0, E_s$  — "медленные" комплексные амплитуды,  $k_0, k_s$  — волновые векторы соответствующих полей. Система самосогласованных уравнений для полей и среды имеет вид

$$\frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_0}{\partial t} = i \frac{2\pi\omega_0 N}{c} \mu_{13} \langle \sigma_{13} \rangle, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_s}{\partial t} = i \frac{2\pi\omega_s N}{c} \mu_{23} \langle \sigma_{23} \rangle,$$

$$\frac{d\sigma_{13}}{dt} + i\Delta_0 \sigma_{13} = -\frac{i}{2\hbar} [\mu_{13}(\sigma_{33} - \sigma_{11})E_0 + \mu_{23}E_s \sigma_{12}], \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma_{23}}{dt} + i\Delta_s \sigma_{23} = -\frac{i}{2\hbar} [\mu_{23}(\sigma_{33} - \sigma_{22})E_s - \mu_{13}\sigma_{12}^* E_0],$$

$$\frac{d\sigma_{12}}{dt} + i(\Delta_0 - \Delta_s)\sigma_{12} = -\frac{i}{2\hbar} [\mu_{13}\sigma_{23}^* E_0 - \mu_{23}\sigma_{13} E_s^*],$$

$$\frac{d\sigma_{11}}{dt} = -\frac{i}{2\hbar} \mu_{13} \sigma_{13}^* E_0 + \text{к.с.}; \quad \frac{d\sigma_{22}}{dt} = -\frac{i}{2\hbar} \mu_{23} \sigma_{23}^* E_s + \text{к.с.},$$

$$\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1.$$

Здесь  $\Delta_0 = \omega_0 - \omega_{31}$ ,  $\Delta_s = \omega_s - \omega_{32}$ ;  $\mu_{13}, \mu_{23}$  — дипольные моменты переходов;  $\sigma_{ij}$  — элементы матрицы плотности трехуровневой системы;  $N$  — плотность частиц среды. Символ  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение  $\sigma_{ij}$  по неоднородной ширине линии перехода.

Вначале, для простых аналитических оценок ограничимся случаем однородного уширения и  $\Delta_0 = \Delta_s = 0$ . Начальный профиль  $E_s$  зададим в виде

$$E_s(\xi) = E_{s0} \exp(\xi/\tau_{s0}) \quad \xi < 0, \quad (3)$$

$$E_s(\xi) = 0 \quad \xi > 0,$$

где  $\xi = t - (z/c)$ . Будем считать, что перекачка энергии в импульс  $E_s$  невелика и поэтому деформацией импульса  $E_0$  можно пренебречь. Пусть  $E_0$  есть стационарный  $2\pi$ -импульс. Тогда<sup>1</sup>:

$$E_0(z, t) = \frac{2\hbar}{\mu_{13}\tau_0} \text{ch}^{-1} \left( \frac{t - \frac{z}{v_0}}{\tau_0} \right), \quad v_0 = \frac{\hbar c}{\pi\omega_0 \mu_{13}^2 N \tau_0^2}. \quad (4)$$

Населенность уровня 3 есть :

$$\sigma_{33} = \text{ch}^{-2} \left( \frac{t - \frac{z}{v_0}}{\tau_0} \right). \quad (5)$$

Подставляя (5) в уравнения (2) и полагая  $\sigma_{22} = \sigma_{12} = 0$ , получаем из (1) в области  $\xi < 0$ :

$$E_s(z, \xi) = E_s(\xi) \exp(\beta \lambda(z)), \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\pi N \mu_{23}^2 \omega_s \tau_{s0}}{\hbar c}, \quad \lambda(z) = \tau_0 v_0 \left( \text{th} \frac{z}{\tau_0 v_0} + 1 \right). \quad (7)$$

После прохождения импульса  $E_s$  через  $E_0(z \rightarrow \infty, \lambda \rightarrow 2\tau_0 v_0)$  его полное усиление определяется фактором

$$f = \exp \left[ 2 \frac{\tau_{s0}}{\tau_0} \frac{\omega_s}{\omega_0} \left( \frac{\mu_{23}}{\mu_{13}} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Видно, что для существенного усиления импульса  $E_s$  необходимо  $\frac{\omega_s}{\omega_0} (\mu_{23}/\mu_{13})^2 > \frac{\tau_0}{\tau_{s0}}$ .

Таким образом, при соответствующем выборе переходов  $1 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 2$  ( $\mu_{23}/\mu_{13} \gg 1$ ) имеется реальная возможность перекачки энергии импульса  $E_0$  в значительно более короткий импульс  $E_s$ .

Более того, возможна ситуация, когда величина

$$\theta_s = \frac{\mu_{23}}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |E_s| dt \quad (9)$$

может достигнуть значения  $\pi$ . Такой  $\pi$ -импульс, как известно<sup>1,2</sup>, является устойчивым в когерентно усиливающей среде; он полностью снимает инверсию и при этом не только усиливается, но и сокращается по длительности. В соответствии с (6) – (8) условие формирования  $\pi$ -импульса имеет вид

$$\frac{\mu_{23}}{\hbar} \tau_{s0} E_{s0} \exp \left[ 2 \frac{\tau_{s0}}{\tau_0} \frac{\omega_s}{\omega_0} \left( \frac{\mu_{23}}{\mu_{13}} \right)^2 \right] \geq \pi. \quad (10)$$

Предельное значение  $\tau_s$ , соответствующее квантовой эффективности перекачки  $\eta \sim 1$ , равно

$$\frac{\tau_s}{\tau_0} \approx \frac{\omega_0}{\omega_s} \left( \frac{\mu_{13}}{\mu_{23}} \right)^2. \quad (11)$$

Хотя формулы (6) – (8) к случаю  $\eta \sim 1$  вообще говоря неприменимы, численное решение системы (1) – (2) показывает, что соотношения (10), (11) можно использовать для оценок и в этом случае.

Перейдем к результатам численных расчетов. В этих расчетах величина  $(\mu_{23}/\mu_{13})$  варьировалась в широких пределах, от 1 до 25; исходное значение  $\theta_s(z=0)$  во всех случаях принималось много меньшим  $\pi$ ; учитывалось неоднородное уширение  $\Delta\omega_D = (1/T_2^*)$ . Результаты существенно зависят от величины  $\theta_s$ , достигаемой в рассматриваемом процессе.

1. Если  $\theta_s \ll 1$ , то перекачка энергии в импульс  $E_s$  невелика.

2. Если  $\theta_s \sim 1$ , но  $\theta_s < \pi$ , то перекачивается заметная часть энергии начального  $2\pi$ -импульса. Длительность импульса  $E_s$  остается примерно постоянной,  $\tau_s \sim \tau_{s0}$ .

3. Если  $\theta_s$  достаточно быстро достигает значения  $\pi$ , то имеет место практически полная перекачка,  $\eta \sim 1$ , с одновременным сжатием импульса  $E_s$  до значений  $\tau_s$  такого же по-

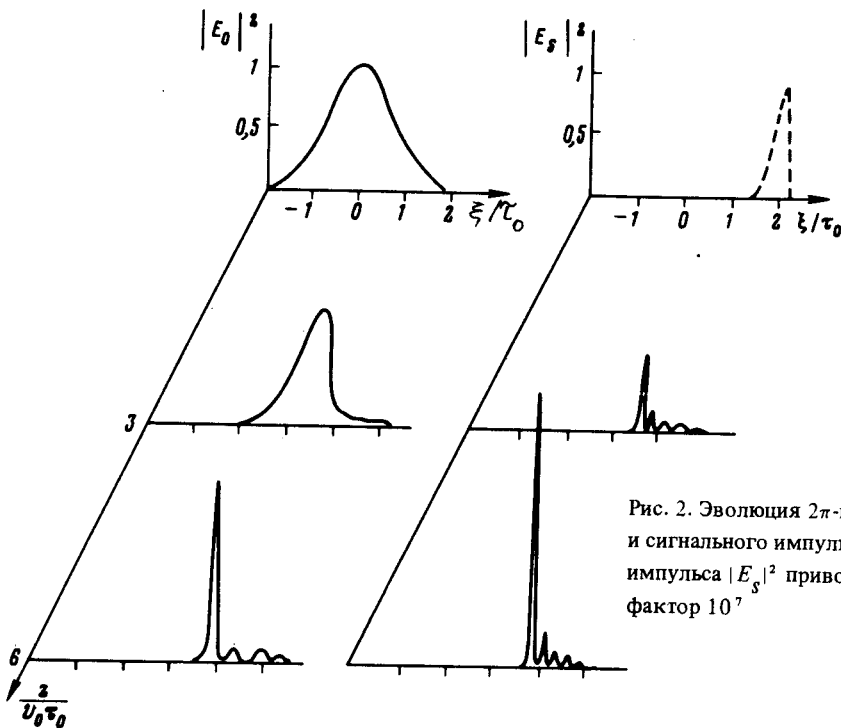


Рис. 2. Эволюция  $2\pi$ -импульса накачки  $|E_0|^2$  и сигнала  $|E_s|^2$ . Начальный вид импульса  $|E_s|^2$  приводится с умножением на фактор  $10^7$

рядка, что и в (11). В качестве примера на рис. 2 приводятся результаты конкретного расчета для паров Na. Уровнями 1, 2, 3 были выбраны соответственно уровни  $3s$ ,  $4s$ ,  $4p$ ;  $\lambda_{31} = 0,3303$  мк,  $\lambda_{32} = 2,2084$  мк,  $\mu_{13} = 10^{-18}$  ед. CGSE,  $\mu_{23}/\mu_{13} = 25$ ,  $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-10}$  с,  $\tau_{s0} = 10^{-10}$  с. Учитывалось неоднородное уширение с  $T_2^* = 1,5 \cdot 10^{-10}$  с. Длины волн накачки  $\lambda_0$  и сигнала  $\lambda_s$  приняты равными  $\lambda_0 = \lambda_{31}$ ,  $\lambda_s = 2,2083$  мк. Условиям  $2\pi$ -импульса соответствует  $I_0 \approx 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, интенсивность сигнала на входе принята равной  $I_s = 0,1$  Вт/см<sup>2</sup>. Отметим, что выбранные значения  $\lambda_0$ ,  $I_0$ ,  $\lambda_s$ ,  $I_s$  соответствуют существующим лазерам — лазеру на красителях с ламповой накачкой<sup>3</sup> и одной из линий генерации аргонового лазера<sup>3</sup>.

Из результатов расчета следует, что в данном случае  $\theta_s$  быстро достигает значения  $\pi$ , так что реализуется быстрое усиление и сужение сигнала. Выходное значение его интенсивности  $I_s \gtrsim 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, квантовая эффективность преобразования  $\eta \approx 0,8$ , длительность  $\tau_s \sim 10^{-12}$  с.

Эффективная перекачка энергии из импульса  $E_0$  в импульс  $E_s$  имеет место и в общем случае  $n$   $2\pi$ -импульсов накачки.

Отметим в заключение, что в качестве импульса накачки можно использовать импульсы с частотой  $\omega_0$ , соответствующей двухфотонному резонансу с переходом  $1 \rightarrow 3$  ( $\omega_{31} \approx 2\omega_0$ )<sup>1</sup>

#### Литература

1. Полузтков И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С. УФН, 1974, 114, 103.
2. Крюков П.Г., Летохов В.С., УФН, 1969, 99, 169.
3. Справочник по лазерам. М., Сов. радио, 1978.