

НЕЛИНЕЙНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ НАКАЧКИ И СТОКСОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ РЕЗОНАНСНОМ ВКР

Л.А.Большов, Н.Н.Елкин, В.В.Лиханский, М.И.Персианцев

Обнаружен новый эффект – нелинейный захват стоксовой волны импульсом накачки при когерентном режиме ВКР в резонансной трехуровневой среде. Этот эффект приводит к полной перекачке энергии импульса накачки в стоксов сигнал.

1. В связи с возможностью эффективного преобразования частоты и существенного укорочения длительности импульсов света в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в резонансных средах возрос интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям в этой области. Так, в ^{1, 2} достигнуто преобразование частоты и длительности импульсов излучения эксимерных лазеров в парах ряда металлов с эффективностью ~ 50%. В ³ указано на возможность значительного уменьшения длительности импульса в резонансной трехуровневой среде с большим отношением сил осцилляторов при когерентном взаимодействии со стоксовой волной. Скорости распространения импульсов света в трехуровневой среде сильно отличаются, поэтому при соизмеримых силах осцилляторов эффективность преобразования, определяемая (см., например, ³) полным усилением на длине взаимодействия импульсов, должна была бы быть низкой. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на новый эффект – нелинейный захват стоксовой волны в когерентном режиме резонансного ВКР, благодаря которому эффективность преобразования может достигнуть 100 %.

2. При длительности импульсов, меньшей всех времен релаксации среды, уравнения для амплитуд заполнения уровней a_1, a_2, a_3 и плавных огибающих полей накачки E_1 и стоксовой волны E_2 имеют вид (рис. 1)

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} = \frac{i}{2\hbar} \mu_1 E_1 a_3, \quad \frac{\partial a_2}{\partial t} = \frac{i}{2\hbar} \mu_2 E_2 a_3, \quad \frac{\partial a_3}{\partial t} = \frac{i}{2\hbar} (\mu_1 E_1^* a_1 + \mu_2 E_2^* a_2), \quad (1)$$

$$i \left(\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{c}{n_1} \frac{\partial E_1}{\partial x} \right) = 4\pi N \mu_1 \omega_1 a_1 a_3^*, \quad i \left(\frac{\partial E_2}{\partial t} + \frac{c}{n_2} \frac{\partial E_2}{\partial x} \right) = 4\pi N \mu_2 \omega_2 a_2 a_3^*.$$

Здесь N — плотность резонансных частиц $\mu_{1,2}$, $\omega_{1,2}$, $n_{1,2}$ — дипольные моменты, частоты и нерезонансные показатели преломления переходов 1 — 3 и 2 — 3. Рассмотрим усиление слабого стоксова сигнала при распространении 2π -импульса накачки на переходе 1 — 3. Амплитуда верхнего уровня $a_3 = \text{ch}^{-1}\left(\frac{t-x/v_0}{\tau_0}\right)$, $\frac{c}{v_0} = 1 + 2\pi N \mu_1^2 \omega_1 \tau_0^2 / \hbar = 1 + \Omega^2 \tau_0^2$, и для стоксовой волны из (1) следует

$$\frac{\partial E_2}{\partial t} + \frac{c}{n_2} \frac{\partial E_2}{\partial x} = \frac{2\pi N \mu_2^2 \omega_2}{n_2 \hbar} a^3(x, t) \int_{-\infty}^t a_3(x, t') E_2(x, t') dt' \quad (2)$$

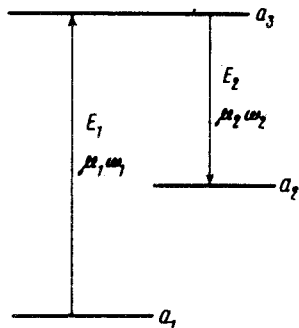


Рис. 1. Схема уровней

Уравнение (2) описывает усиление поля E_2 в инвертированном слое с толщиной $v_0 \tau_0$. Существенно, что приращение E_2 в области импульса накачки зависит тем больше, чем медленнее оно здесь изменяется во времени. Легко получить оценку $\mu_2^2 \omega_2 / \mu_1^2 \omega_1 \gg 1$ при которой вынос поля E_2 из области взаимодействия станет меньше, чем усиление в ней. При этом даже при существенном превышении над v_0 скорости распространения E_2 вне области взаимодействия, внутри этой области стоксова волна будет нарастать. Проведенное рассуждение можно доказать, перейдя к уравнению для величины $u = \int_{-\infty}^t a_3(x, t') E_2(x, t') dt'$ и независимым переменным

$$z = n_2 x / c \tau_0, \quad \xi = \frac{t - x/v_0}{\tau_0} \quad \text{и} \quad y = \frac{1}{2} \left(1 + \text{th} \xi \right).$$

Краевая задача для $u \sim e^{\gamma z}$ предусматривает ненарастание E_2 при $\xi \rightarrow \pm \infty$. Уравнение (2) при этом совпадает с гипергеометрическим, зависящим от параметров $a^2 = \frac{\mu_2^2 \omega_2}{\mu_1^2 \omega_1} \frac{c/n_1 v_0 - 1}{c/n_2 v_0 - 1}$, $A = \frac{\gamma}{\Omega^2 \tau_0^2} \frac{c/n_1 v_0 - 1}{c/n_2 v_0 - 1}$. При $a < 1/2$ существуют решения непрерывного спектра ($A = iB$, B — произвольное действительное число), описывающее усиление непрерывного сигнала со сдвигом частоты $\Delta = B/\tau_0$ причем полное усиление

$$G(B) = \left| \frac{E_2(\xi \rightarrow -\infty)}{E_2(\xi \rightarrow +\infty)} \right|^2 = \frac{\text{ch}^2 \frac{\pi B}{2}}{\text{ch}^2 \frac{\pi B}{2} - \sin^2 \pi a} \quad (3)$$

Из (3) следует, что усиление вообще говоря, порядка единицы, что совпадает с обычными оценками. При длительности стоксова сигнала $\tau_s \ll \tau_0$ усиление еще меньше

$$G = 1 + \frac{\tau_s}{\tau_0} \pi a \text{tg} \pi a. \quad (4)$$

Однако, при $a = 1/2$, $\mu_2^2 \omega_2 / \mu_1^2 \omega_1 = 1/4$ усиление (3), (4) обращается в бесконечность.

При этом значении a появляется первый дискретный уровень, когда решение E_2 локализовано вблизи E_1 и убывает при $\xi \rightarrow \pm \infty$. Число дискретных уровней равно целой части $n = [2a]$, а соответствующие собственные значения $A_k = 2a - k; k = 1, 2, \dots, n$. Асимптотики локализованного решения для поля E_2 при $\xi \rightarrow \pm \infty$ имеют вид

$$E_2 \sim \exp(-\xi + \gamma_k z), \quad \xi \rightarrow +\infty; \quad E_2 \sim \exp(A_k \xi + \gamma_k z), \quad \xi \rightarrow -\infty.$$

Появление дискретного уровня, (локализованные решения) соответствует нелинейной синхронизации стоксовой волны и волны накачки, т. е. неограниченному нарастанию стокового импульса в безграничной среде.

3. Разумеется, линейное приближение не дает ответ на вопрос о предельной эффективности преобразования. При $a = 1$ (т. е. в области захвата) нелинейный режим ВКР поддается полному анализу методом обратной задачи рассеяния. Уравнения (1) эквивалентны условию совместности матричных уравнений ($A'_\xi + B'_\tau = [A, B]$)

$$-i\varphi_\tau = A\varphi; \quad i\varphi_\xi = B\varphi, \quad (5)$$

если выбрать

$$A = \begin{pmatrix} -\lambda & 0 & E_1 \\ 0 & -\lambda & E_2 \\ E_1^* & E_2^* & \lambda \end{pmatrix}, \quad B = \frac{1}{2\lambda} (a_i a_j^*). \quad (6)$$

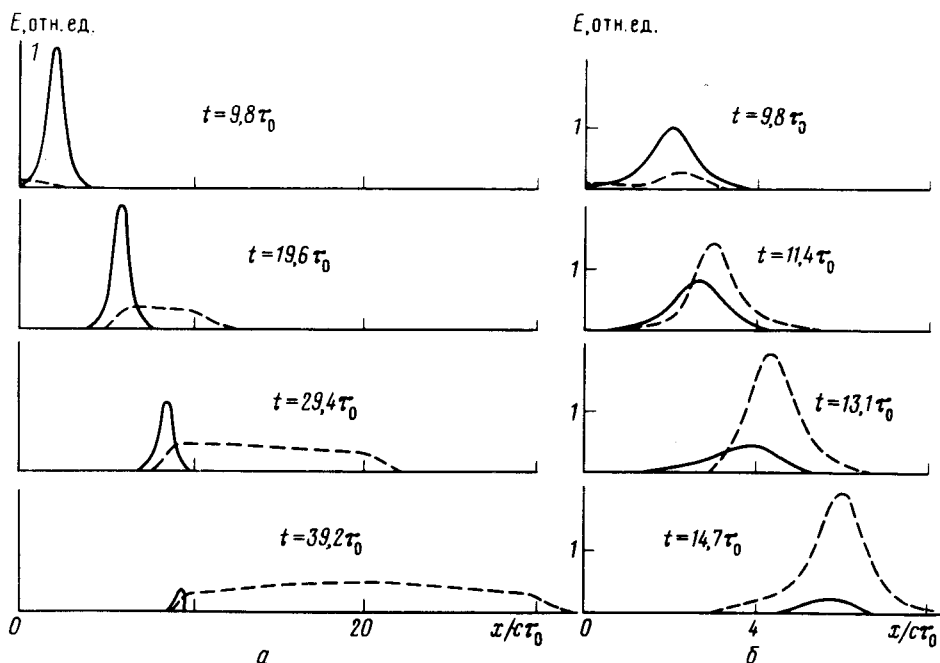


Рис. 2. Эволюция импульсов излучения при резонансном ВКР: — импульс накачки, - - - стоксов импульс. Амплитуда входного импульса E_2 составляла $5 \cdot 10^{-2} E_1$: $a - (\mu_2^2 \omega_2 / \omega_1^2 \omega_1)^{1/2} = 0,55$; $b - (\mu_2^2 \omega_2 / \mu_1^2 \omega_1)^{1/2} = 1,5$

Указанная постановка близка к исследованной нами ранее ⁵ задаче о симултонах в трехуровневой среде. Относя промежуточные выкладки в подробную публикацию, приведем только результаты ОЗР. Простейшее решение, описывающее полную перекачку в стоксову волну, имеет вид

$$E_{1,2} = \frac{2\hbar}{\mu_{1,2}\tau} \left[\operatorname{ch} \left(\frac{t - x/v_{1,2}}{\tau} - \varphi_{1,2} \right) + \frac{1}{2} \exp \left(\frac{t - x/v_{1,2}}{\tau} - \varphi_{1,2} \right) \exp \left(\pm \frac{x - x_0}{L} \right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

Где длительность обоих импульсов τ , $v_1 = v$, $v_2 = c$, $L = c/2\Omega^2\tau$ а $\varphi_{1,2}$, x_0 определяются начальными условиями. Анализ задачи с начальными условиями $E_{1,2}(x_0, t)$ показывает, что формирование решения (7) является пороговым, причем пороговое условие совпадает с условием появления 2π -импульса E_1 . Таким образом, при любом сколь угодно малом входном уровне E_2 происходит полная перекачка 2π -импульса E_1 в 2π -импульс E_2 . Длина преобразования растёт логарифмически с уменьшением входной амплитуды.

4. В случае произвольного соотношения сил осцилляторов уравнения (1) решались численно. На рис. 2 представлены результаты расчетов для $a = 0,55$ и $a = 1,5$. При $a = 0,55$ характерно растягивание переднего фронта, которое хорошо объясняется линейным анализом и качественной картиной явления. Из рисунков видно, что 100%-ная эффективность взаимодействия не связана с выделенностью ситуации $a = 1$. Последнее обстоятельство особенно важно для экспериментов по резонансному ВКР в когерентном режиме.

Литература

1. Burnham R., Djeu N. Opt. Lett., 1978, 3, 215.
2. Djeu N. Appl. Phys. Lett., 1979, 35, 663.
3. Назаркин А.В., Полуэктов И.А., Собельман И.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 313.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Физматгиздат, 1963.
5. Большов Л.А., Лиханский В.В., Персианцев М.И. ЖЭТФ, 1983, 84, 903.

Поступила в редакцию
24 февраля 1984 г.