

## Особенности нестационарной ГВГ фазово-модулированных лазерных импульсов в условиях самовоздействия

И.А.Кулагин, У.К.Сапаев, Т.Усманов

*На основе развитого обобщенного метода сильного взаимодействия нелинейных волн проведен анализ влияния эффектов самовоздействия в процессах ГВГ фазово-модулированных импульсов в нестационарном режиме. Получено аналитическое решение для эффективности преобразования частоты лазерного излучения с учетом истощения излучения накачки, влияния расстройки групповых скоростей, линейной фазовой расстройки и высших нелинейностей. Показано, что эффекты самовоздействия, расстройки групповых скоростей и линейной фазовой расстройки могут компенсировать друг друга, приводя к повышению эффективности генерации второй гармоники фазово-модулированного импульса.*

**Ключевые слова:** нестационарная генерация второй гармоники, фазовая модуляция, самовоздействие.

Создание источников электромагнитного излучения с интенсивностями  $\sim 10^{18} - 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> обусловлено, в частности, проблемами получения сверхплотной высокотемпературной лазерной плазмы [1]. Наиболее эффективное возбуждение плазмы реализуется при использовании коротковолновых лазерных источников с высокой контрастностью импульса. В связи с решением данной задачи и ряда других задач большое значение приобретает проблема высокоэффективной ГВГ импульсов мощного лазерного излучения малой длительности.

В субпикосекундных и фемтосекундных диапазонах длительностей лазерного излучения одним из основных факторов, ограничивающих эффективность ГВГ, является фазовая модуляция (ФМ) импульса основного излучения, которая приводит к сбою оптимальных фазовых соотношений в процессе взаимодействия коротких лазерных импульсов. Для снижения роли ФМ и нестационарности, обусловленной расстройкой групповых скоростей взаимодействующих импульсов, используются сравнительно «короткие» нелинейные кристаллы и высокие интенсивности полей. Последнее увеличивает влияние высших нелинейностей [2–4]. Для реального лазерного излучения это влияние неоднородно в пространстве и во времени и приводит к изменению как фазовых, так и амплитудных характеристик процесса преобразования частоты. Задача становится многопараметрической, и возникают определенные трудности при анализе этого процесса.

В настоящей работе на основе развитого обобщенного приближения сильного взаимодействия (СВ) волн показано, что влияние начальной ФМ импульса основного излучения и влияние керровской нелинейности могут компенсировать друг друга и приводить к увеличению эффективности нестационарной ГВГ.

В квазиоптическом приближении уравнения, описывающие процесс ГВГ с учетом влияния кубической нелинейности и расстройки групповых скоростей при первом типе взаимодействия в нелинейных кристаллах, имеют вид

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{V_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -i\gamma A_1^* A_2 \exp(-i\Delta kz) - i\delta_{11} A_1 |A_1|^2 - i\delta_{12} A_1 |A_2|^2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{V_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i\gamma A_1^2 \exp(i\Delta kz) - i\delta_{21} A_2 |A_1|^2 - i\delta_{22} A_2 |A_2|^2,$$

а их граничные условия –

$$A_1(r, t)|_{z=0} = A_0 C(r, t) \exp(i\varphi) \quad (2)$$

$$= A_0 \exp \left[ - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 + i\Omega \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 \right], \quad A_2(r, t)|_{z=0} = 0.$$

Здесь  $A_1$  и  $A_2$  – комплексные амплитуды основной волны и второй гармоники;  $A_0$  – амплитуда волны в центре входного пучка;  $V_1$  и  $V_2$  – групповые скорости взаимодействующих волн;  $\Delta k = k_2 - 2k_1$  – их волновая расстройка;  $k_1$  и  $k_2$  – волновые числа основной и второй гармоник;  $\gamma$  и  $\delta_{km}$  – коэффициенты нелинейной связи;  $\tau$  – длительность импульса;  $r_0$  – радиус пучка;  $\Omega$  – параметр частотного заполнения.

Переходя к движущейся системе координат  $z' = z$ ,  $t' = t - z/V_1$ , вводя новые функции для комплексных амплитуд  $A_1 = A_1 \exp(i\Delta kz)$ ,  $A_2 = A_2$  и используя для интенсивности  $|A_i|^2$  в правой части (1) точные стационарные решения, полученные без учета влияния фазовой расстройки и керровских нелинейностей, получаем уравнения в виде, удобном для анализа в приближении СВ [5, 6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \xi} + \alpha \hat{M}_1 \Psi_1 &= -i \Psi_1^* \Psi_2, \\ \frac{\partial \Psi_2}{\partial \xi} + \alpha \hat{M}_2 \Psi_2 &= -i \Psi_1^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{M}_1 &= \frac{i}{\alpha} \left( \frac{\beta_{11}}{\cosh^2 x} + \beta_{12} \tanh^2 x \right), \\ \hat{M}_2 &= \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{i}{\alpha} \left( \Delta S + \frac{\beta_{21}}{\cosh^2 x} + \beta_{22} \tanh^2 x \right) \end{aligned}$$

– операторы;

$$\Psi_1 = \frac{\tilde{A}_1}{A_0}; \quad \Psi_2 = \frac{\tilde{A}_2}{A_0}; \quad \alpha = l_n \frac{1/V_1 - 1/V_2}{\tau};$$

$$\Delta S = \Delta k l_n; \quad l_n = \frac{1}{\gamma A_0}; \quad \beta_{ij} = \delta_{ij} l_n A_0^2 \hat{C} \quad (i, j = 1, 2);$$

$$\hat{C} = \exp(-\mu^2 - \eta^2); \quad \xi = \frac{z'}{l_n}; \quad \mu = \frac{r}{r_0}; \quad \eta = \frac{t'}{\tau}; \quad x = \hat{C} \xi.$$

С использованием общей методики приближения СВ волн [5] и его обобщенной формы [6] получаем следующее выражение для эффективности ГВГ:

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{E_0} \int_0^{+\infty} d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \hat{C} \tanh^2 x - \frac{\sinh x}{4 \cosh^3 x} \right. \\ &\times \left\{ \frac{g_1^2}{8} \left[ \frac{\sinh(4x)}{4} - x \right] + g_2 (\tanh x - x) \right. \\ &\left. \left. + g_3 \left[ \frac{\sinh(2x)}{2} - x \right] \right\} + g_4 \tanh^4 x + p_1 F_1 + p_2^2 F_2 \right] d\eta, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$E_0 = \int_0^{+\infty} d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{C}^2 d\eta$$

– нормированная энергия входного лазерного излучения;

$$g_1 = \rho - q_1 - q_2; \quad g_2 = 2q_2(q_1 - q_2) - q_3; \quad g_3 = \rho(q_2 - q_1);$$

$$g_4 = \frac{q_2^2 - q_1^2 + q_3}{4}; \quad q_1 = \beta_{11} - \frac{\beta_{21}}{2}; \quad q_3 = \beta_{21}\beta_{22};$$

$$q_2 = \beta_{12} - \frac{\beta_{22}}{2}; \quad \rho = 4\alpha\Omega\eta + \Delta S;$$

$$p_1 = \alpha^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \ln \hat{C}; \quad p_2 = \frac{\alpha}{2} \frac{\partial}{\partial \eta} \ln \hat{C}.$$

Функции  $F_{1,2}$  зависят лишь от нормированной длины нелинейной среды  $x$ :

$$F_1 = \tanh x \left[ \tanh x \left( x^2 + \frac{1}{2} \right) - \frac{x}{2} (1 + \tanh^2 x) + \frac{x^3}{3 \cosh^2 x} \right],$$

$$F_2 = \frac{x \sinh x}{\cosh^2 x} \left( \frac{28}{3} x^2 + 3 - 4 \sinh^2 x \right) +$$

$$+ 2x^2 \tanh^2 x \left( 4 - \frac{1}{\cosh^2 x} \right) + \frac{x^4 - \sinh^2 x [1 + 2(1 + x^2)^2]}{\cosh^4 x}.$$

В (4) вклад слагаемых, содержащих функции  $F_{1,2}(x)$ , определяется степенью влияния расстройки групповых скоростей взаимодействующих импульсов, а вклад остальных членов – влиянием линейной фазовой расстройки, кубической нелинейности и ФМ основного импульса.

В процессе нестационарной ГВГ взаимодействие «проходящих» друг через друга различных частей ФМ импульсов основного и генерируемого излучений с меняющимися фазовыми соотношениями снижает эффективность энергообмена. На противоположных фронтах растянутых взаимодействующих импульсов (заднем и переднем фронтах импульсов основного и генерируемого излучения соответственно) возникают экстремумы. Сглаживание фронтов импульсов и увеличение эффективности ГВГ возможно с помощью введения фазовой расстройки путем отклонения кристалла от направления синхронизма. На рис.1 приведены зависимости эффективности ГВГ от отстройки от угла синхронизма  $\Delta\theta$ . Они рассчитаны при значениях параметров, соответствующих ГВГ фемтосекундного излучения титан-сапфирового лазера (длительность импульса на уровне  $1/e$   $\tau = 300$  фс,  $\lambda = 0.78$  мкм,  $\Omega = 2$ , интенсивность  $400$  ГВт/см<sup>2</sup>) в кристалле KDP длиной  $2$  мм ( $\gamma = 2.7 \times 10^{-4}$  ед. СГСЭ). Расстройка групповых скоростей ( $V_2^{-1} - V_1^{-1} = 8.56 \times 10^{-13}$  с/см) и фазовая расстройка определялись на основе формул Селмейера [7]. Кривая 3 получена без учета влияния керровских нелинейностей.

Из анализа выражений (4) следует, что при заданных знаках параметра частотного заполнения  $\Omega$  и расстройки групповых скоростей (импульс основного излучения «обгоняет» импульс второй гармоники) снижение модуляции генерируемого импульса и увеличение эффективности происходят при положительных  $\Delta k$ . Это увеличение хорошо видно на рис.1 (область отрицательных значений  $\Delta\theta$ ). Влияние расстройки групповых скоростей, вызывая взаимодействие частей импульсов с измененными фазовыми соотношениями, приводит к увеличению абсолютного значения оптимальной фазовой расстройки  $\Delta k$ . Из-за неоднородности лазерного импульса керровская нелинейность, ответственная за самовоздействие основного излучения, вызывает его ФМ. Влияние этой индуциро-

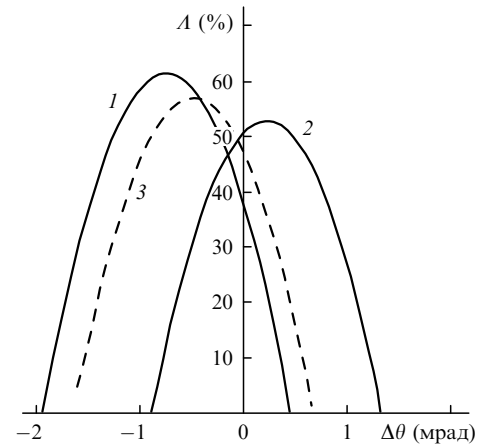


Рис.1. Зависимости эффективности ГВГ  $A$  от угловой отстройки от направления фазового синхронизма  $\Delta\theta$  при  $\Omega = 2$  (1, 3) и  $-2$  (2). Кривая 3 получена без учета влияния керровских нелинейностей.

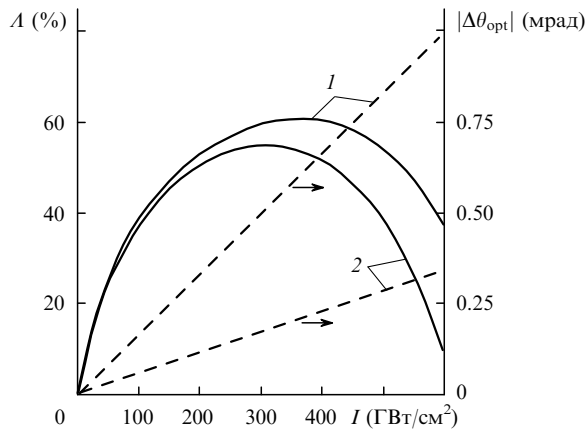


Рис.2. Зависимости эффективности ГВГ  $A$  (сплошные кривые) и абсолютного значения оптимальной отстройки от угла синхронизма  $|\Delta\theta_{\text{opt}}|$  (штриховые линии) от интенсивности лазерного излучения  $I$  при  $\Omega = 2$  (1) и  $-2$  (2), длине кристалла KDP 2 мм и длительности  $\tau = 300$  фс.

ванной ФМ может компенсироваться начальной ФМ импульса основного излучения при  $\Omega > 0$  (кривая 1) (керровские нелинейности определялись на основе данных [2]). Отметим интересную особенность, обусловленную влиянием расстройки групповых скоростей. Несмотря на взаимную компенсацию индуцированной и начальной ФМ оптимальные условия достигаются при больших абсолютных значениях линейной фазовой расстройки. При увеличении глубины начальной ФМ импульса, обусловленной влиянием керровской нелинейности (область  $\Omega < 0$ ), абсолютное значение фазовой расстройки снижается (кривая 2).

С ростом интенсивности основного излучения увеличивается влияние кубической нелинейности на процесс преобразования частоты. При этом также может увеличиваться компенсация начальной ФМ, обусловленная влиянием кубической нелинейности при  $\Omega > 0$ . Зависимости эффективности ГВГ от интенсивности накачки при одном и том же абсолютном значении, но разных знаках  $\Omega$  приведены на рис.2. Они рассчитаны при оптимальной линейной фазовой расстройке (отстройке от угла синхронизма). (Отметим, что оптимальные условия ГВГ изме-

няются при изменении длины нелинейной среды и длительности импульса). Штриховыми линиями приведены зависимости абсолютного значения оптимальной отстройки от угла синхронизма от интенсивности накачки. Из рис.2 видно, что эффективность ГВГ увеличивается с увеличением интенсивности основного излучения. При компенсации индуцированной и начальной ФМ с ростом интенсивности выигрыш в эффективности ГВГ возрастает, а увеличение абсолютного значения оптимальной отстройки от угла фазового синхронизма происходит более высокими темпами. Следовательно, влияния керровских нелинейностей, линейной фазовой расстройки и ФМ могут компенсировать друг друга, приводя к повышению эффективности ГВГ. Необходимо указать на то, что при преобразовании частоты кроме эффективности важны также контраст и длительность импульса второй гармоники, анализ изменения которых выходил за рамки данной работы.

В заключение отметим, что влияние самовоздействия на эффективность нестационарной ГВГ фазово-модулированного импульса более существенно, чем влияние линейной фазовой расстройки. Это связано с более глубокой компенсацией фазовых сдвигов, обусловленных нестационарным взаимодействием ФМ импульсов и влиянием керровских нелинейностей. Таким образом, влияние эффектов самовоздействия, приводящее к изменению фазовых характеристик генерируемого излучения, может быть использовано для управления и контроля параметрами импульсов лазерного излучения малой длительности.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технического центра (соглашение № Uzb-29).

1. Chien C.Y., Coe J.S., Mourou G., et al. *Opt. Lett.*, **18**, 1535 (1993).
2. Разумихина Т.Б., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **11**, 2026 (1984).
3. Chien C.Y., Korn G., Coe J.S., et al. *Opt. Lett.*, **20**, 353 (1995).
4. Neely D., Danson C.N., Lunnd L.L., et al. *Laser and Particle Beams*, **17**, 281 (1999).
5. Ибрагимов Э.А., Усманов Т. *ЖЭТФ*, **86**, 1618 (1984).
6. Kulagin I.A., Sapaev U.K., Usmanov T. *Opt. Quant. Electron.*, **32**, 1289 (2000).
7. Гурзадян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. *Нелинейно-оптические кристаллы* (М.: Радио и связь, 1991, с. 47).