

## ПОДАВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

М. Абдурахманов, О.П. Заскалько, И.Г. Кузнецов

*Нестационарное усиление шумовых волн оказывается подавленным, если передачу излучения через среду с локальным инерционным откликом осуществлять двумя пересекающимися пучками равной интенсивности.*

Мелкомасштабная самофокусировка (МСФ) — одна из основных причин неустойчивости плоской монохроматической волны в нелинейной среде. В стационарном режиме МСФ наблюдается лишь в средах с положительной кубической нелинейностью, где ей соответствует экспоненциальный рост шумовых волн, распространяющихся под определенными (малыми) углами к исходной волне /1/. Нестационарная МСФ, когда длительность светового импульса меньше или порядка времени релаксации соответствующих возмущений: диэлектрической проницаемости, может происходить в средах как с положительной, так и с отрицательной нелинейностью. При этом МСФ приобретает черты, характерные для нестационарного вынужденного рассеяния /2/, в частности, угловая зависимость инкрементов нарастания шумовых волн определяется в основном длиной области перекрытия их с исходной волной.

В настоящей работе показано, что почти экспоненциальное усиление амплитуд шумовых волн в процессе нестационарной МСФ однонаправленной волны сменяется более слабым (линейным), если передачу излучения через среду осуществлять двумя пересекающимися пучками равной интенсивности, причем такое подавление МСФ происходит в результате фазовой кросс-модуляции исходных интенсивных волн и не связано с диссипацией их энергии.

Рассмотрим взаимодействие двух сильных волн равной интенсивности  $E_1(z, t)$ ,  $E_2(z, t)$  и слабой шумовой волны  $E_3(z, t)$  в среде с локальным инерционным откликом. Волны падают на среду в сечении  $z = 0$  и распространяются попутно под небольшими углами  $\vartheta_j$  ( $\vartheta_1 = \vartheta_2 \neq \vartheta_3$ ) к оси  $z$ , перпендикулярной входной поверхности. Система уравнений, описывающая нестационарное преобразование этих волн вследствие записи динамических объемных решеток  $\delta\epsilon_{jl}$  и однородного возмущения диэлектрической проницаемости  $\delta\epsilon_{jj}$ , может быть представлена в виде:

$$\begin{aligned} (\cos \vartheta_j \frac{\partial}{\partial z} + \frac{a}{2}) E_j &= i \frac{\omega}{2nc} \delta\epsilon_{jl} E_l, \\ (\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_0}) \epsilon_{jj} &= \beta_0 \sum_l |E_l|^2; \quad (\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{jl}}) \epsilon_{jl} = \beta_l E_j E_l^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $j, l = 1, 2, 3$ ,  $a$  — коэффициент линейного поглощения,  $\tau_0, \tau_{jl}$  — времена релаксации,  $\beta_{0,1}$  выражаются через константы среды. Для ориентационного механизма нелинейности  $\beta$  определяется ориентационной частью нелинейного показателя преломления  $n_2$  и временем релаксации анизотропии  $\tau = \tau_0 = \tau_{jl}$ ;  $\beta_{0,1} = n_2^2 c / 4\pi\tau$ . Для теплового механизма, обусловленного поглощением света,  $\beta_{0,1} = (acn/8\pi\rho c_p) (\partial\epsilon/\partial T)_{0,1}$ ;  $\tau_{jl} = (\chi/\rho c_p) |k_j - k_l|^2$ , где  $\rho c_p$  и  $\chi$  — удельная теплоемкость и теплопроводность среды,  $k_j$  — волновой вектор  $j$ -ой волны; индексы "0" и "1" учитывают различие пространственных масштабов нагрева среды: если успеет произойти тепловое расширение, то под  $\partial\epsilon/\partial T$  следует понимать  $(\partial\epsilon/\partial T)_p$ , в противном случае  $(\partial\epsilon/\partial T)_v$ . В системе (1) пренебрежено процессами, связанными с нарушением фазового синхронизма (возбуждением высших порядков дифракции и др.).

Поскольку для попутных волн однородные возмущения диэлектрической проницаемости не влияют на характер энергообмена между ними и могут быть исключены соответствующей перенормировкой ампли-

туд, в дальнейшем их учитывать не будем. Кроме того, дальнейший анализ проведем в пренебрежении релаксацией наведенных решеток. При соотношении интенсивностей  $|E_1|^2 = |E_2|^2 \gg |E_3|^2$  взаимодействие сильных волн сводится к их фазовой кросс-модуляции:  $E_{1,2}(z, t) = E_{1,20}(t) \exp(ik(t, 0)\xi - az/2)$ , где

$\xi = (1 - e^{-az})/a$ ,  $\kappa(t, t') = (\beta\omega/2nc) \int_{t'}^t |E_{10}(t'')|^2 dt''$ . Тогда, полагая для малых  $\vartheta_j \cos \vartheta_j \approx 1$ , с учетом начальных и граничных условий  $\delta\epsilon_{jj}(z, 0) = 0$ ,  $E_j(0, t) = E_{j0}(t)$  получим:

$$\frac{E_3(z, t)}{E_{30}(t)} = [(1 + ik(t, 0)\xi)e^{ik(t, 0)\xi} + \frac{E_{10}(t)}{E_{30}(t)} \int_0^t (1 + ik(t, t')e^{ik(t, t')\xi}) \frac{d}{dt} \left( \frac{E_{30}(t)}{E_{10}(t)} \right) dt] e^{-az/2} \quad (2)$$

Основным источником шумовых волн является дифракция исходных волн на статических неоднородностях оптической системы, поэтому зависимость от времени  $E_{30}(t)$  и  $E_{10}(t)$  на входе в среду можно принять одинаковой. В результате амплитуда шумовых волн линейно растет с ростом энергии прошедшего излучения, а при  $az \ll 1$  также и по мере их распространения через среду:  $E_3(z, t)/E_{30}(t) = (1 + ik(t, 0)z) \exp(ik(t, 0)z)$ .

Рассмотрим усиление слабых шумовых волн, когда в среде с инерционным откликом распространяется лишь одна интенсивная волна. Полагая в системе (1)  $E_2(z, t) = 0$  и пренебрегая истощением волны  $E_1(z, t)$ , имеем:

$$E_3(z, t) = E_{10}(t) e^{-az/2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \frac{E_{30}(t')}{E_{10}(t')} J_0(2\sqrt{-ik(t, t')\xi}) dt' \quad (3)$$

Для  $az \ll 1$ , используя асимптотическое представление функции Бесселя при больших значениях аргумента, из (3) получаем близкий к экспоненциальному рост амплитуды шумовых волн:  $E_3(z, t)/E_{30}(t) = (1/2) \times \times (\pi^2 \kappa(t, 0)z)^{-1/4} \exp[(1+i)\sqrt{2\kappa(t, 0)z} - i\pi/8]$ , где  $E_{30}(t) \propto E_{10}(t)$ . Отметим, что здесь, в отличие от описанного выше случая, фазовая кросс-модуляция сильной волны в рамках приближения  $|E_1|^2 \gg |E_3|^2$  отсутствует:  $E_1(z, t) = E_{10}(t) e^{-az/2}$ .

В проведенном анализе среда предполагалась тонкой ( $z \ll t_p c$ ). Обобщение полученных выражений на случай протяженных сред сводится к замене в них  $t$  на  $t - zn/c$ .

Экспериментальная проверка подавления мелкомасштабной самофокусировки при пересечении световых пучков выполнена на примере среды с тепловым механизмом оптической нелинейности, обусловленным поглощением света. Использовался раствор хлористой меди в этиловом спирте, залитый в кювету толщиной 1 см; пропускание кюветы  $\sim 50\%$ . На кювету направлялись один либо два интенсивных коллимированных пучка диаметром  $d = 2$  мм (пучки 1 и 2), генерируемых одноименным неодимовым лазером ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $t_p = 50$  нс). Пучки имели равные интенсивности и пересекались в кювете под углом  $5^\circ$ . Шумовые волны моделировал пробный пучок 3, распространявшийся в плоскости пучков 1 и 2 под углом  $3^\circ$  к пучку 1; интенсивность пучка 3 на входе в кювету составляла  $5 \cdot 10^{-4}$  или  $3 \cdot 10^{-3}$  от интенсивности пучка 1. Падающий на кювету пучок 1 и выходящие из нее пучки 1 и 3 одновременно регистрировались фотоэлементами типа ФК-19, подключенными к осциллографу С8-14.

В опыте определялась величина усиления  $K$  слабого пучка 3 — отношение его пиковой мощности на выходе из кюветы к мощности на входе, определяемой по мощности  $W$  падающего пучка 1. Соответствующие зависимости  $K$  от  $W$  для одного и двух пересекающихся интенсивных пучков показаны на рис. 1. Видно, что перекрытие падающего на кювету сильного пучка 2, уменьшающее вдвое энергию прошедшего через среду излучения, тем не менее приводило к значительному увеличению коэффициента усиления пробного пучка 3 и при  $W \geq 2$  МВт он возрастал более чем на порядок.

В условиях данного опыта времена релаксации записываемых в среде решеток превышали 1 мкс, т.е. взаимодействие световых пучков происходило в нестационарном режиме ( $t_p \ll \tau_{jl}$ ). Это позволяет выполнить количественное сопоставление полученных экспериментальных результатов со значениями, предсказываемыми формулами (2) и (3). Верхняя кривая на рис. 1, отвечающая усилению шумовых волн в поле

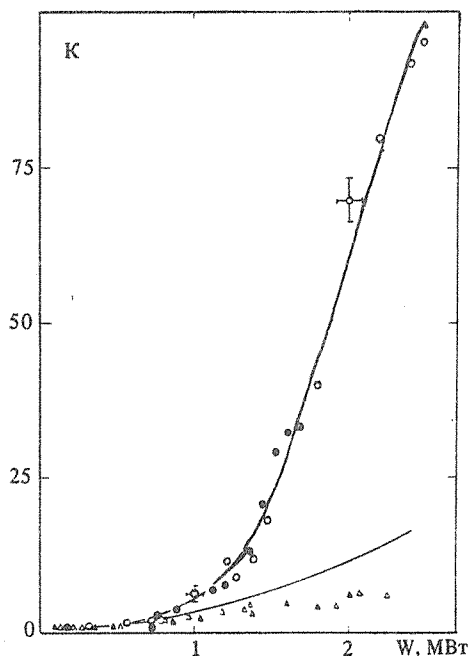


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления  $K$  шумовой волны от мощности  $W$  падающего на среду пучка 1; ( $\Delta$ ,  $\triangle$ ) соответствуют пересекающимся пучкам 1 и 2, ( $\circ$ ,  $\odot$ ) – пучок 2 перекрыт. Для ( $\circ$ ,  $\Delta$ ) мощность шумовой волны на входе –  $5 \cdot 10^{-4}$  W, для ( $\odot$ ,  $\triangle$ ) –  $3 \cdot 10^{-3}$  W. Сплошные кривые отвечают расчетным значениям.

только одной интенсивной световой волны, описывается формулой (3) и проведена через полученные экспериментальные точки подгонкой параметра  $\beta_1$ . Нижняя кривая отвечает усилению шумовых волн в поле пересекающихся пучков и описывается формулой (2) с учетом найденного значения параметра  $\beta_1$ . Наблюдаемое на опыте более сильное подавление усиления пробного пучка по сравнению с предсказываемым формулой (2), по-видимому, возникает в результате кросс-дефокусировки пучков 1 и 2. Для однонаправленной световой волны тепловая дефокусировка в условиях опыта отсутствовала, поскольку однородный прогрев среды световым полем в течение лазерного импульса еще не сопровождался тепловым расширением, происходящим за время пробега звуком диаметра светового пучка:  $d/v_s \approx 2$  мкс,  $v_s$  – скорость звука.

Ранее уже наблюдалось снижение уровня шумов в процессе нестационарной самодифракции двух пучков неравной интенсивности [3]. Как следует из нашего анализа, такое снижение будет лишь в области насыщения усиления первоначально слабого пучка, но вызвано оно главным образом фазовой кросс-модуляцией сильного пучка, а не его истощением, обычно не превышающем 30–40%. В наших опытах, в силу равенства начальных интенсивностей сильных пучков 1 и 2, энергообмен между ними вообще отсутствовал, как и отсутствовало их истощение вследствие других нелинейных процессов. Тем не менее, наблюдалось подавление усиления шумовых волн, моделируемых пучком 3. Значительно более сильным, кубичным, будет рост амплитуд шумовых волн, распространяющихся вдоль образующих конуса, проходящего через пучки 1 и 2. Однако такое усиление возможно лишь для волн, лежащих в очень узком телесном угле  $\sim \kappa c/n\omega$ , и в целом их вклад незначителен.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беспалов В. И., Таланов В. И. Письма в ЖЭТФ, 3, 471 (1966).
2. Kroll N. M., Kelley P. L. Phys. Rev. A, 4, 763 (1971).
3. Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. ЖТФ, 53, 499 (1983).

Поступила в редакцию 6 июля 1988 г.