

КОЛЬЦЕВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С РЕГУЛЯРНОЙ ВРЕМЕННОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

О.П. Варнавский, Н.Н. Жуков, О.П. Заскалько, В.В. Кузьмин

Исследуются особенности нестационарной мелкомасштабной самофокусировки световых пучков, связанные с регулярной временной модуляцией их интенсивности. В этом случае при усилении шумовых волн, обусловленном возмущением плотности среды как в результате ее нагрева, так и электрострикции, нелинейное возбуждение акустических волн с частотами, кратными частоте модуляции излучения, подавлено. Это приводит к появлению кольцевой структуры в угловом распределении рассеянного излучения.

Одним из существенных факторов, приводящих к нелинейной диссипации энергии мощной световой волны, является мелкомасштабная самофокусировка (МСФ) – пространственная модуляция поля вследствие нелинейного усиления шумовых волн той же частоты. В стационарном режиме МСФ наблюдается лишь в средах с положительной кубической восприимчивостью $\chi^{(3)}$, где ей отвечает экспоненциальное усиление шумовых волн, распространяющихся под определенными малыми углами к исходной плоской волне¹. В настоящей работе исследуется нестационарная (по отношению к установлению нелинейного отклика) МСФ, которая может происходить в средах как с $\chi^{(3)} > 0$, так и с $\chi^{(3)} < 0$. Показано, что для световых пучков с регулярной временной модуляцией интенсивности, например, суга пикосекундных импульсов, нелинейное усиление шумовых волн, обусловленное возмущением плотности среды, подавлено для определенной последовательности угловых направлений. Пространственные структуры этого типа, по-видимому, впервые наблюдались в работе².

Исследуем устойчивость плоской световой волны по отношению к малым возмущениям волнового фронта. Для описания изменений амплитуды светового поля воспользуемся урав-

нением Гельмгольца:

$$[\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon + \delta\epsilon(\mathbf{r}, t))]E(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1)$$

Будем полагать, что возмущения диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon(\mathbf{r}, t)$ вызваны отклонениями температуры δT и плотности $\delta\rho$ от своих средних значений T и ρ вследствие нагрева среды и действия пондеромоторной силы, обусловленной неоднородностью электрического поля световой волны: $\delta\epsilon = (\partial\epsilon/\partial T)_\rho \delta T + (\partial\epsilon/\partial\rho)_T \delta\rho$. Анализ устойчивости плоской волны $E_0(t)\exp(ikz - i\omega t)$, падающей на среду в сечении $z = 0$, выполним, представляя амплитуду возмущенной волны в виде: $E(\mathbf{r}, t) = E_0(t)[1 + u_q(z, t)\exp(iq\mathbf{r})]$, $u_q(z = 0, t) = u_0$, $|\mathbf{k} + \mathbf{q}| = |\mathbf{k}|$. Тогда в линейном по u_q приближении из уравнения (1) и линеаризованных по δT и $\delta\rho$ уравнений гидродинамики для $\delta\rho$ в существенно нестационарном режиме (отсутствует релаксация $\delta\rho$ и δT) получим:

$$\frac{\partial}{\partial z} u_q(z, t) = i \frac{\omega}{2c\epsilon^{1/2}} \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right)_T \delta\rho(z, t) \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \Omega_q^2 \right) \delta\rho(z, t) = \frac{\alpha\beta c\epsilon^{1/2}}{8\pi C_V} \Omega_q^2 \int_0^t |E_0(t')|^2 u_q(z, t') dt' + \rho \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right)_T \frac{q^2}{16\pi} |E_0(t)|^2 u_q(z, t) \quad (3),$$

где $\Omega_q = qv$, v – скорость звука, ρ , C_V – плотность и теплоемкость среды, α , β – коэффициенты поглощения света и объемного расширения. В системе (2), (3) мы, следуя³, опустили малые члены с $(\partial\epsilon/\partial T)_\rho$, отвечающие электрокалорическому эффекту.

Пусть падающее на среду излучение представляет собой цуг коротких импульсов следующих с периодом T (излучение лазера с синхронизацией мод). Полагая длительность одиночного импульса в цуге $t_u \ll T$, Ω_q^{-1} , временной ход интенсивности излучения будем аппроксимировать последовательностью δ -импульсов: $|E_0(t)|^2 = \frac{8\pi w}{Nc\epsilon^{1/2}} \sum_{j=1}^N \delta(t - jT)$, где w – плотность потока энергии в световой волне. Тогда, интегрируя уравнение (3) и подставляя полученное выражение для $\delta\rho$ в уравнение (2), найдем:

$$\frac{\partial}{\partial z} u_q(z, nT) = \frac{iw}{N} \sum_{j=1}^{n-1} u_q(z, jT) \{ \kappa_t [1 - \cos(\Omega_q T(n - j))] + \kappa_e \sin(\Omega_q T(n - j)) \} \quad (4)$$

где $\kappa_t = \alpha\beta\omega \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right)_T / 2c\epsilon^{1/2} C_V$, $\kappa_e = \omega\Omega_q\rho \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right)_T^2 / 4v^2 c^2 \epsilon$. Поскольку плотность потока энергии

шумовых волн определяется значениями амплитуд возмущений $u_q(z, t)$ в моменты времени $t = nT - u_q(z, nT)$ ($n = 1, \dots, N$), в уравнении (4) мы ограничились только ими. Для возмущений с $\Omega_q T = 2\pi m$ (m – целое число) правая часть уравнения (4) равна нулю, т.е. эти возмущения не усиливаются. В свою очередь это означает, что в среде не происходит нарастания возмущений плотности, соответствующих звуковым волнам с частотами, кратными частоте следования импульсов в цуге. Качественно это можно пояснить следующим образом. Короткий световой импульс порождает в среде возмущения плотности с широким спектром частот и одинаковой начальной фазой, задаваемой моментом прихода возбуждающего излучения. Те частотные компоненты возмущений, у которых амплитуда колебания плотности проходит через ноль в момент прихода в среду каждого последующего светового импульса, не порождают соответствующей угловой компоненты в рассеянном излучении⁴. Поскольку в момент прихода первого возбуждающего светового импульса возмущения плот-

ности в среде отсутствовали, частоты таких компонент будут кратны частоте следования импульсов.

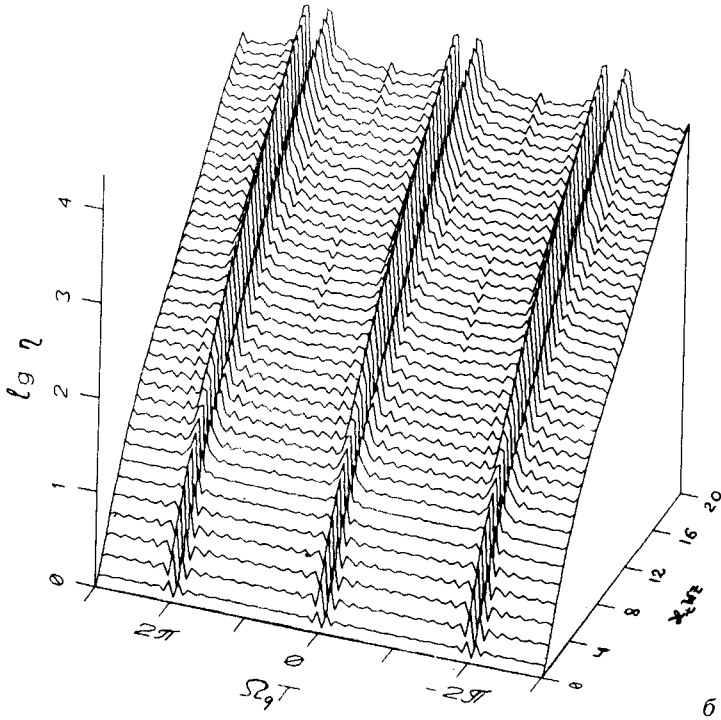
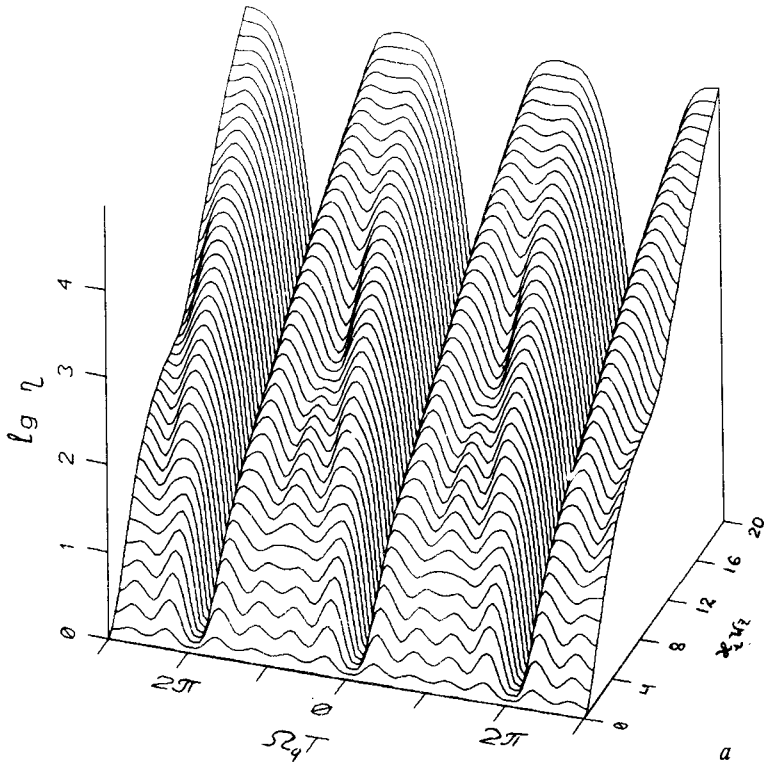


Рис. 1. Зависимость эффективности нарастания шумовых волн η от параметров $\kappa_t w z$ и $\Omega_q T$ для $N=5$ (а) и $N=21$ (б)

Для произвольных значений Ω_q и $\kappa_e = 0$ решение уравнения (4) было выполнено численно. На рис. 1 представлены зависимости эффективности нарастания возмущений η , определяемой соотношением: $\eta = \frac{\sum_{j=1}^N |u_q(z, jT)|^2 / N}{|u_0|^2}$ от параметров $\Omega_q T$ и $\kappa_r w z$ для $N = 5$ (а) и $N = 21$ (б). Эти, а также расчетные зависимости для других значений N показывают, что максимальная величина η определяется энергией цуга w и практически не зависит от количества импульсов N в нем. Напротив, угловая зависимость η , определяемая параметром $\Omega_q T$ ($\Omega_q T = 4\pi\epsilon^{1/2} v T \sin(\vartheta/2)/\lambda$, где λ – длина волны света, ϑ – направление распространения шумовой волны) зависит от того, каким количеством импульсов N заданная эффективность нарастания возмущений, допустим $\eta \approx 10^3$, достигается.

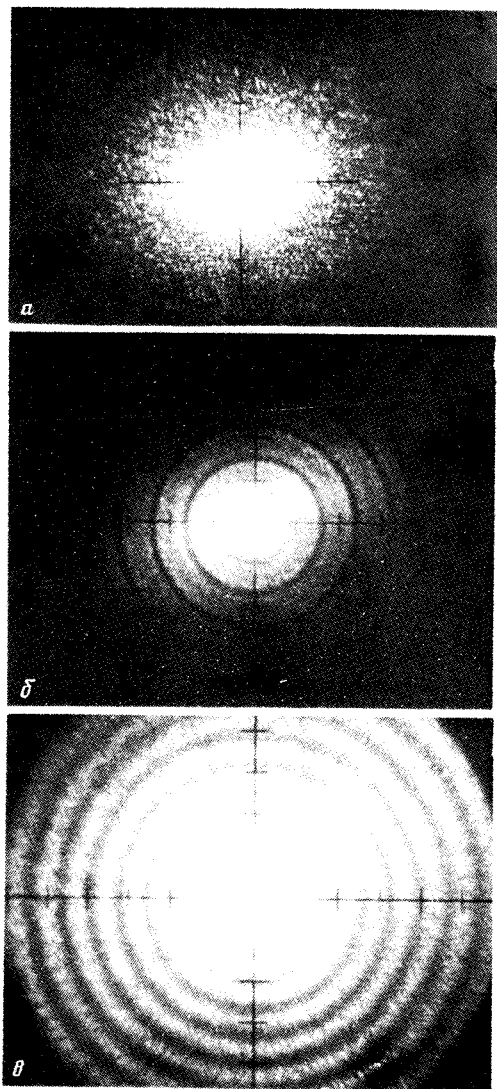


Рис. 2. Поперечное распределение рассеянного излучения, возникающего при прохождении моноимпульса (а) или цуга пикосекундных импульсов (б, в) через кювету с раствором иода в спирте (а, б) и с нитробензолом (в). Деления нанесены с шагом 0,1 рад

На основании системы (2), (3) можно исследовать эффективность нарастания возмущений и в случае, когда интенсивность падающего на среду излучения не модулирована. Опуская при $t_u \gg \Omega_q^{-1}$ временную производную в уравнении (3) и полагая $\kappa_e = 0$, получим: $u_q(z, t) =$

$= u_0 J_0(2(-ik_l w(t)/z)^{1/2})$, где $w(t)$ — плотность энергии прошедшего через среду к моменту времени t излучения. Для $k_l w(t)/z \gg 1$, используя асимптотическое представление функции Бесселя $J_0(x)$, имеем: $\eta \approx \exp[2(2k_l w(t)/z)^{1/2}] / 4\pi (k_l^{1/2} w(t)/z)^{1/2}$. Выполненные по этой формуле оценки величины η дают значения близкие с теми, что получены в случае цуга импульсов.

Для экспериментального исследования нестационарной МСФ описанного типа использовалось излучение второй гармоники лазера на $\text{YAlO}_3 : \text{Nd}^{2+}$ ($\lambda = 0,54$ мкм), генерирующего либо моноимпульс с длительностью $t_u \approx 80$ нс (одна продольная мода), либо цуг импульсов длительностью ≈ 20 нс каждый, следующих с периодом $T \approx 7,4$ нс, либо две соседние продольные моды. В последнем случае излучение оказывалось синусоидально модулированным с периодом, равным аксиальному периоду резонатора ($T \approx 7,4$ нс). Коллимированный лазерный пучок диаметром $d \approx 0,5$ мм (расходимость $\approx 10^{-3}$ рад) направлялся в кювету толщиной $L = 1$ см с одной из следующих жидкостей: нитробензол, салол, анилин, растворы иода в ацетоне и в этиловом спирте, раствор родамина 6G в этиловом спирте. Коэффициент поглощения света в чистых жидкостях составлял $\alpha \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, пропускание растворов $\approx 50\%$.

При прохождении через кювету с жидкостью моноимпульса, начиная с энергии ≈ 1 мДж возникало сильное диффузное рассеяние в телесный угол ≈ 1 рад с гладким угловым распределением (рис. 2а). Однако для цуга импульсов в пространственном распределении рассеянного излучения наблюдалась ярко выраженная кольцевая структура с узкими минимумами в направлениях определяемых выражением $\vartheta_m' \approx m\lambda/vT$, $m = 1, 2, \dots$ (рис. 2б и в), хотя эффективность рассеяния и величина телесного угла, в который оно происходило, оставались теми же. С увеличением энергии лазерного пучка кольцевая структура формировалась после первых 3–4 импульсов цуга, что показала временная развертка рассеянного излучения. При этом угловая ширина минимумов существенно возрастала (рис. 2в). Аналогичная картина в отношении, как пространственного распределения рассеянного излучения, так и эффективности его возбуждения, наблюдалась нами в случае, когда интенсивность лазерного пучка была синусоидально модулирована с глубиной, близкой к 100%.

Оценим величину параметра $k_l wL$, определяющего эффективность нарастания шумовых волн, и относительный вклад электрострикции в возмущение плотности среды — κ_e/κ_l . Например, для этилового спирта ($\rho = 0,78 \text{ г/см}^3$, $\rho(\partial\epsilon/\partial\rho)_T = 0,99$, $C_T = 2,4 \text{ Дж/г} \cdot \text{К}$, $\epsilon = 1,8$, $\beta = 1,1 \cdot 10^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$) имеем $\kappa_l = 26\alpha \text{ см}^2 \text{ Дж}^{-1}$, $\kappa_e/\kappa_l \approx 10^{-2}/\alpha$ ($[\alpha] = \text{см}^{-1}$). Таким образом, при $\alpha \approx 1 \text{ см}^{-1}$ вклад электрострикции можно не учитывать ($\kappa_e/\kappa_l \approx 10^{-2}$) и при энергии цуга ≈ 1 мДж параметр $k_l wL \approx 13$, что соответствует эффективности нарастания $\eta = 5 \cdot 10^2 - 10^3$, т.е. неустойчивость пучка должна проявляться уже при начальном уровне шумов $\approx 10^{-4}$.

Как уже отмечалось, подобные кольцевые структуры в рассеянном излучении, возникающем при прохождении цуга пикосекундных импульсов через слабопоглощающую среду, ранее наблюдались². Однако как возникновение рассеяния, так и появление таких структур связывалось с возбуждением в среде акустических волн с периодом, равным произведению скорости звука на период следования импульсов vT . Как следует из нашего исследования, само рассеяние не связано с периодической модуляцией лазерного излучения. Напротив наличие временной модуляции приводит к подавлению рассеяния для определенного дискретного набора углов поскольку возбуждение звуковых волн с длинами vT/m ($m = 1, 2, \dots$) не происходит.

Литература

1. Беспалов В.И., Таланов В.И. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, 471.
2. Альтшулер Г.Б. и др. Оптика и спектроскопия, 1986, 61, 806.
3. Pohl D.W., Kaiser W. Phys. Rev. B, 1970, 1, 31.
4. Miller R.J.D. et al. Chem. Phys., 1982, 72, 371.