

## НОВЫЙ МЕХАНИЗМ САМОФОКУСИРОВКИ СВЕТА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩАЮЩИХ ЦЕНТРОВ

*Ю.Д.Копытин, С.С.Хмелевцов*

Показана возможность самофокусировки световых импульсов в средах с отрицательным температурным градиентом показателя преломления и имеющих дискретные центры поглощения. Механизм эффекта заключается в увеличении плотности среды в пространстве между частицами за счет усреднения волн давления, распространяющихся от нагретых излучением частиц.

В статье описывается эффект нестационарной самофокусировки в дискретно-поглощающей среде световых импульсов, длительность ко-

которых,  $t_u$ , удовлетворяет соотношению

$$(u N^{1/3})^{-1} \lesssim t_u \ll (4 \chi N^{2/3})^{-1}, \quad (1)$$

где  $(4 \chi N^{2/3})^{-1}$  и  $(u N^{1/3})^{-1}$  — характерные времена, соответственно, усреднения тепла и пробега звука в пространстве между поглощающими центрами, концентрация которых равна  $N \text{ см}^{-3}$ ,  $\chi$  — коэффициент молекулярной температуропроводности и  $u$  — скорость звука. В качестве примера среды рассматривается взвесь пылевых частиц в воздухе. Механизм эффекта связывается с возможностью появления положительной добавки к показателю преломления  $n$  среды в пространстве между частицами за счет процесса гидродинамического сжатия вещества. Гидродинамическое сжатие является результатом распространения волн давления из областей локального теплового расширения среды вблизи нагретых частиц. В случае выполнения соотношения вида (1), области локального расширения (тепловые ореолы) занимают малый объем среды, вызывая частичное ореольное рассеяние света (см. работы [1–3] и ссылки в них), а основная часть излучения будет испытывать регулярную рефракцию за счет образования в пучке статистически среднего профиля "избыточной" плотности.

Отклонение температуры  $T(\mathbf{r}, t)$  и средней "избыточной" плотности  $\tilde{\rho}(\mathbf{r}, t)$  от равновесных значений в среде с дискретными центрами тепловыделения будем описывать системой линеаризованных уравнений гидродинамики и теплопроводности, которая с учетом (1) имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + 0 \left( \frac{u^2}{c_p \rho_0} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} \right); \quad |\mathbf{r} - \mathbf{R}_i| \geq a_i; \quad i = 1, 2, \dots \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} - u^2 \Delta_{\perp} \tilde{\rho} = \frac{\partial}{\partial t} q_{\Pi} \cdot \quad (3)$$

С краевыми условиями:  $\nabla_{\perp} \tilde{\rho}(0, t) = \nabla_{\perp} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho}(0, t) = \tilde{\rho}(\mathbf{r}, 0) = 0$ ,

$$T(\mathbf{r}, t) \Big|_{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_i| = a_i} = \frac{a_i W K_{\Pi}(a_i, m_0, \lambda)}{4 c_p \rho_0 \chi}, \quad (4)$$

где  $\rho_0$  — равновесная плотность среды,  $t$  — время,  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{R}_i$  — радиус-векторы фиксированной точки среды и центра  $i$ -ой частицы,  $c_p$  — изобарная теплоемкость воздуха,  $W$  — интенсивность излучения,  $K_{\Pi}(a_i, m_0, \lambda)$  — фактор эффективности поглощения света частицей радиуса  $a_i$  [5] с комплексным показателем преломления  $m_0$ , который предполагается независимым от  $W$ ,  $\lambda$  — длина волны и  $q_{\Pi}$  — функция источника, опре-

деляемая выражением

$$q_{\Pi} = \beta \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \langle T(r, t) \rangle \left[ 1 + 0 \left( \frac{32}{3} \pi N \chi^{3/2} t^{3/2} \right) \right] = \frac{\alpha_{\Pi} \beta W}{c \rho} \cdot (5)$$

Скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по пространственным реализациям.  $\alpha_{\Pi}$  — объемный коэффициент аэрозольного поглощения и  $\beta$  — коэффициент теплового расширения воздуха. Выражения (4) и (5) соответствуют квазистационарному режиму перегрева поглощающих частиц [3].

Анализ изменения эффективного сечения пучка,

$$\Omega = \pi \int_{-\infty}^{\infty} R^2 W(x, \mathbf{R}, t) d^2 R / \int_{-\infty}^{\infty} W(x, \mathbf{R}, t) d^2 R, \text{ с учетом совместного}$$

влияния фокусирующей линзы и нелинейного рассеяния на ореолах, можно провести, воспользовавшись общим видом решения малоуглового уравнения переноса излучения [4] для гауссового пучка  $W(0, \mathbf{R}, t) = W_0 \exp(-R^2/R_0^2)$ , где  $W_0$  — интенсивность на оси,  $R_0$  — радиус пучка и  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор в сечении пучка. Нелинейность среды учитывается в приближении заданного поля. Применительно к рассматриваемой задаче это решение имеет вид

$$\Omega = \pi R_0^2 [1 - (\eta x)^2] + \frac{\pi x^3}{k^2} \left[ 1 - \frac{(\eta x)^2}{3} \right] \left( \frac{\alpha^{(0)}}{a_i^2} + \frac{\alpha^N}{\chi t} \right). \quad (6)$$

Решение справедливо в области  $\eta x \ll 1$  и  $x \ll ct$ ,  $c$  — скорость света,  $\eta^2$  — коэффициент при квадратичном члене разложения решения (3) в ряд по  $R$  для области вблизи оси пучка,  $\alpha^{(0)}$  — объемный коэффициент рассеяния света невозмущенным аэрозолем [5] и  $\alpha^N$  — объемный коэффициент нелинейного рассеяния света тепловыми ореолами, вычисленный в рамках применимости рассеяния Релея—Ганса

$$\alpha^N = 2kN \left( \frac{dn}{dT} \right)^2 \int_0^{2k} d\kappa \kappa F^2(\kappa, t), \quad k = 2\pi/\lambda, \quad (7)$$

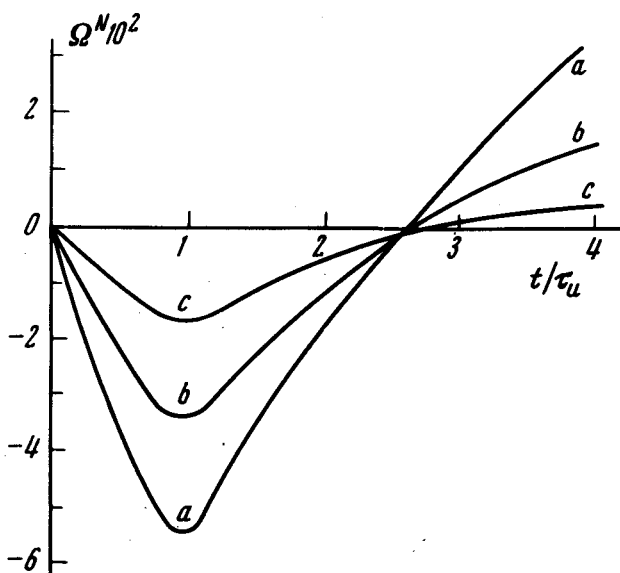
$$F(\kappa, t) = \frac{\pi a_i^2 K_{\Pi} W_0}{2c \rho_0 \chi \kappa^2} [\cos(\kappa a_i) - \exp(-\kappa^2 \chi t)]. \quad (8)$$

$F(\kappa, t)$  — фурье-трансформанта температурного поля вблизи поглощающей частицы по  $|\mathbf{r} - \mathbf{R}_i|$ , определяемая решением уравнения (2).

Для  $t \ll \tau_u = \frac{R_0}{u}$  решение (3) имеет простой вид:  $\tilde{\rho} \approx \int_0^t q_{\Pi} dt_1$ . В этом случае, с учетом (6) — (8) можно получить ограничение на параметры пучка и среды, при которых самофокусировка является преобладающим эффектом по сравнению с уширением пучка вследствие рассеяния на

$$\frac{t}{W_0 K_{\Pi} a_i^2 x} \geq \frac{\ln 2 \left( \frac{dn}{dT} \right)}{384 \pi c_p \rho_0 \chi^2} \quad (9)$$

Анализ, проведенный на основе точного решения уравнения (3) для пучка с экспоненциальным насыщением интенсивности по времени,  $W_0 = W_{01} [1 - \exp(-t/\tau_p)]$ , где  $\tau_p$  – время релаксации интенсивности,  $W_{01}$  – константа, показывает, что в случае  $\tau_p \ll \tau_u$  время существования избыточной плотности в пучке  $\sim \tau_u$ . При  $\tau_p \gg \tau_u$  избыточная плотность присутствует в пучке в течение всего времени заметного изменения  $W_0$ , однако ее максимальная величина по сравнению с первым случаем имеет в  $(\tau_p/\tau_u)^2$  меньшее значение.



Динамика безразмерного сечения пучка в поглощающем аэрозоле для различных значений плотности мощности излучения:  $a - W_{01} K_{\Pi} = 8 \cdot 10^{+3} \text{ вт/см}^{-2}$ ;  $b - W_{01} K_{\Pi} = 5,4 \cdot 10^{+3} \text{ вт/см}^{-2}$ ;  $c - W_{01} K_{\Pi} = 2,7 \cdot 10^{+3} \text{ вт/см}^{-2}$

Рис. 1 иллюстрирует результаты расчета временной зависимости относительного изменения  $\Omega^N$  эффективного сечения пучка при значениях параметров:  $R_0 = 2 \text{ см}$ ;  $x \approx 10^3 \text{ см}$ ;  $a_i = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ;  $N = 2500 \text{ см}^{-3}$ ;  $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$ ,  $\tau_p = 0,1 \text{ мсек}$ .

Отметим, в заключение, что рассмотренный механизм самофокусировки света может быть характерным и для других классов сред твердых и жидких, содержащих центры упругих возмущений и деформаций.

## Литература

- [1] Г.А.Аскарьян, В.Г.Михалевич, Г.П.Шипуло. ЖЭТФ, **60**, 2170, 1972.
- [2] Ю.К.Данилейко, А.А.Маненков, В.С.Нечитайло, В.Я.Хаимов-Мальков. ЖЭТФ, **60**, 1245, 1972.
- [3] Ю.Д.Копытин, С.С.Хмелевцов. Квантовая электроника, **1**, 806, 1974.
- [4] В.В.Воробьев. Изв. ВУЗов, Радиофизика, **14**, 1283, 1971.
- [5] Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами, ИИЛ, 1962.
-