

УДК 535.211

В. И. Иванов, А. А. Кузин, А. И. Ливашвили

Дальневосточный государственный университет путей сообщения
ул. Серышева, 47, Хабаровск, 680021, Россия
E-mail: ivanov@festu.khv.ru

ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ГАУССОВА ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКОЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

Теоретически исследовано изменение концентрации наночастиц в жидкофазной среде, находящейся под воздействием гауссова светового пучка. Получены аналитические решения нестационарных уравнений теплопроводности и переноса дисперсных частиц с учетом термодиффузионных потоков. Получено выражение для фокусного расстояния термоиндуцированной линзы, возникающей в результате самовоздействия светового поля.

Ключевые слова: самовоздействие излучения, тепловая линза, термодиффузия наночастиц, дисперсная жидкофазная среда.

Явление самовоздействия световых волн и связанные с ним эффекты самофокусировки или самодиффузии световых пучков в различных средах (твердые тела, жидкости и газы) подробно и детально изучались как экспериментально, так и теоретически (см. обзор [1] и монографию [2]). Гораздо меньше изучено самовоздействие излучения в дисперсных средах, в которых существуют концентрационные механизмы кубической нелинейности среды. К последним относятся электрострикционная [3] и термодиффузионная нелинейность, обусловленная эффектом *Sore* [4]. В отличие от хорошо изученного электрострикционного механизма, термодиффузионное самовоздействие излучения наблюдалось экспериментально всего в нескольких работах [3; 5–7]. Теоретический анализ стационарных режимов термоиндуцированного самовоздействия в дисперсной жидкофазной среде был проведен в работах [6; 7]. Между тем именно знание временных закономерностей изменения концентрации частиц дисперсной среды позволяет решить важную экспериментальную задачу – разделить вклады, вносимые от каждого механизма нелинейности в процессы самовоздействия световых пучков. Такая задача особенно актуальна при анализе самовоздействия мощного импульсного излучения в дисперсных средах.

Целью работы является теоретический анализ самовоздействия гауссова пучка в

жидкофазной дисперсной среде в условиях нестационарной температуры, обусловленного в том числе термодиффузионными потоками дисперсных частиц.

Объектом исследования является жидкофазная среда (микроэмульсия, коллоидный раствор, двухкомпонентная смесь). Излучение с гауссовым поперечным профилем интенсивности падает на слой среды толщиной d . Коэффициент поглощения одинаков для материала дисперсных частиц и жидкости и значительно меньше обратной длины рассматриваемого слоя, так что затуханием излучения можно пренебречь, и задача становится цилиндрически симметричной. При взаимодействии светового поля с рассматриваемой средой возникают радиальные тепловой и концентрационный потоки, обусловленные соответствующими градиентами. Систему балансных уравнений, связывающих эти потоки, можно записать в виде [7]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\alpha \tilde{I}_0}{c_p \rho} \exp(-r^2/r_0^2),$$

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D \nabla^2 C' + D_T C' \nabla^2 T.$$

Здесь приняты следующие обозначения: T – температура среды; $C(r, t)$ – массовая концентрация частиц; $a = \lambda/c_p \rho$, λ – коэффициент теплопроводности среды; c_p, ρ – соответственно теплоемкость и плотность

среды; $\alpha = \text{const}$ – коэффициент поглощения среды; \tilde{I}_0 – интенсивность излучения в центре гауссова пучка; D – коэффициент диффузии наночастиц; r_0 – радиус светового пучка; $\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right)$.

Будем рассматривать случай малых концентраций ($C \ll 1$) и малых их изменений, что позволяет линеаризовать второе уравнение системы, записав искомую концентрацию в виде суммы невозмущенной части C_0 и возмущенной C_N :

$$C(r, t) = C_0 + C_N(r, t) = C_0(1 + C'(r, t)),$$

где

$$C'(r, t) = \frac{C_N(r, t)}{C_0} \ll 1. \quad (1)$$

После проведения соответствующих преобразований с учетом неравенства (1), получим систему с начальными и граничными условиями:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\alpha \tilde{I}_0}{c_p \rho} \exp(-r^2/r_0^2), \quad (2)$$

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D \nabla^2 C' + D_T C' \nabla^2 T, \quad (3)$$

$$T(r, 0) = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad (4)$$

$$C'(r, 0) = 0, \quad \frac{\partial C'}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad 0 \leq r < \infty,$$

где T_0 – начальная температура среды.

Равенство нулю производных на оси кюветы обусловлено симметрией задачи и требованием непрерывности потоков тепла и потоков частиц.

Температура среды устанавливается значительно быстрее и не зависит от пространственного распределения частиц. Поэтому решим вначале тепловую задачу (2), (4), используя соответствующую функцию Грина [8]. После проведения необходимого интегрирования получим точное решение:

$$T(r, t) = T_0 + \frac{\alpha \tilde{I}_0 r_0^2}{4\lambda} \times \left[Ei(-r^2/r_0^2) - Ei(-r^2/(r_0^2 + 4at)) \right], \quad (5)$$

где Ei – интегральная показательная функция. Воспользовавшись соответствующим представлением интегральных показательных функций [9], можно из (5) получить выражение для температуры, справедливое для приосевого приближения ($r^2/r_0^2 \ll 1$):

$$T(r, t) = T_0 + \frac{\alpha I_0 r_0^2}{4\lambda} \times \left[\ln \left(1 + \frac{4at}{r_0^2} \right) - \frac{r^2}{r_0^2} \frac{4at}{r_0^2 + 4at} \right] + O \left(\frac{r^4}{r_0^4} \right). \quad (6)$$

Заметим, что выражение (6) совпадает с результатом, приведенным в работе [10]. Из равенства (6) можно получить асимптотическое представление для $T(r, t)$ для малых времен ($4at/r_0^2 \ll 1$):

$$T_{\text{пер}}(r, t) = T_0 + \frac{\alpha I_0 a}{\lambda} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) t. \quad (7)$$

Обратимся к исследованию динамики концентрации частиц. Используя (5), перепишем уравнение (3) в виде

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D \nabla^2 C' - \xi \times \left[\exp(-r^2/r_0^2) - \frac{r_0^2 \exp[-r^2/(r_0^2 + 4at)]}{r_0^2 + 4at} \right], \quad (8)$$

где $\xi = \frac{\alpha \tilde{I}_0 D_T}{\lambda}$. Задача допускает точное решение [8], которое можно записать в виде

$$C'(r, t) = \frac{\xi r_0^2}{4D} \times \left\{ Ei \left(-\frac{r^2}{r_0^2 + 4Dt} \right) - Ei \left(-\frac{r^2}{r_0^2} \right) + \frac{a}{a-D} \left[Ei \left(-\frac{r^2}{r_0^2 + 4Dt} \right) - Ei \left(-\frac{r^2}{r_0^2 + 4at} \right) \right] \right\}. \quad (9)$$

Асимптотика этого выражения вблизи оси пучка (при $r^2/r_0^2 \ll 1$) имеет вид

$$C'(r, t) \approx -\frac{\xi r_0^2}{4D} \times \left\{ \frac{a}{a-D} \ln \left(1 + \frac{4Dt}{r_0^2} \right) - \frac{D}{a-D} \ln \left(1 + \frac{4at}{r_0^2} \right) - \frac{16r^2 a D t^2}{r_0^2 (r_0^2 + 4Dt)(r_0^2 + 4at)} \right\}. \quad (10)$$

Полученные результаты позволяют вычислить фокусное расстояние F образованной в слое среды линзы (считаем линзу тонкой, так что самовоздействие пучка заключается только в модуляции его фазы,

поперечное распределение интенсивности на длине слоя не изменяется) [11]:

$$F = \left[-d \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_{r=0} \right]^{-1}.$$

Поскольку в однофазной жидкости при неоднородном нагреве также возникает тепловая линза (обусловленная, например, тепловым расширением среды и соответствующим уменьшением показателя преломления), то в дисперсной среде существуют два тепловых механизма нелинейности, вклады от которых для простоты выпишем отдельно (в общем случае складываются оптические силы линз). Фокусные расстояния тепловой и концентрационной линз соответственно равны

$$F_T = \left[-d \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) \right]_{r=0}^{-1},$$

$$F_C = \left[-d \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right) \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) \right]_{r=0}^{-1},$$

где $\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)$ и $\left(\frac{\partial n}{\partial C} \right)$ являются постоянными для данного вещества (и для разных сред могут иметь разный знак).

Проводя вычисления для фокусных расстояний тепловой и концентрационной линз с использованием равенств (6)–(10), получим соответственно

$$F_T = \frac{\lambda}{8d\alpha\tilde{I}_0} \left(1 + \frac{r_0^2}{4at} \right) \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1},$$

$$F_C = -\frac{\lambda}{8d\alpha\tilde{I}_0 C_0 D_T} \times$$

$$\times \frac{(r_0^2 + 4Dt)(r_0^2 + 4at)}{at^2} \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right)^{-1}.$$

Отсюда легко можно получить выражения для F_T и F_C при малых временах ($4at/r_0^2 \ll 1$ и $4Dt/r_0^2 \ll 1$):

$$F_T = \frac{\lambda r_0^2}{8d\alpha\tilde{I}_0} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1} \frac{1}{t},$$

$$F_C = -\frac{\lambda r_0^4}{8d\alpha\tilde{I}_0 C_0 D_T a} \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right)^{-1} \frac{1}{t^2}.$$

Таким образом, временные закономерности формирования концентрационной и обычной тепловой (обусловленной только изменением температуры в однокомпонентной среде) линз существенно разные. Срав-

нение полученных зависимостей с экспериментальными данными позволяет отделить проявления эффектов самовоздействия световых пучков, основанных на разных термоиндуцированных механизмах.

Список литературы

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН. 1967. Т. 93, вып. 1. С. 19–70.
2. Власов С. Н., Таланов В. И. Самофокусировка волн. Н. Новгород, 1997. 347 с.
3. Ashkin A., Dziedzic J. M., Smith W. Continuous-Wave Self-Focusing and Self-Trapping of Light in Artificial Kerr Media // Opt. Lett. 1982. Vol. 7. No. 6. P. 276–278.
4. Giglio M., Vendramini A. Thermal Lens Effect in a Binary Liquid Mixture: A New Effect // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. No. 10. P. 555–557.
5. Vicary L. Pump-Probe Detection of Optical Nonlinearity in Water-In-Oil Microemulsion // Philosoph. Mag. B. 2002. Vol. 82. P. 447–452.
6. Иванов В. И., Окишев К. Н., Карпец Ю. М., Ливашвили А. И. Самовоздействие гауссова пучка в жидкофазной микрогетерогенной среде // Изв. Томск. политехн. ун-та. 2005. Т. 308, № 5. С. 23–24.
7. Иванов В. И. Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм. Владивосток: Дальнаука, 2006. 143 с.
8. Полянин А. Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Физматлит, 2000. 576 с.
9. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. М.: Физматгиз, 1961. 312 с.
10. Tomov V., Rentzepis P. M. Effect of Thermal Self-Defocusing of Degenerate Four Wave Mixing in Absorbing Media // Appl. Phys. Lett. 1994 Vol. 94. No. 3. P. 93–94.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 542 с.

V. I. Ivanov, A. A. Kuzin, A. I. Livashvili

**THE THERMOINDUCED SELF-ACTION OF THE GAUSSIAN BEAM OF RADIATION
IN THE DISPERSION LIQUID MEDIUM**

The change of the concentration of nanoparticles in the fluid medium which is under the influence of a Gaussian light beam is theoretically explored. Analytical solutions of the nonsteady equations of a thermal conduction and transport of particles taking into account thermal diffusion flows are gained. The expression for a focal distance of the thermoinduced lens resulting self-action of a light field is found.

Keywords: radiation self-action, thermal lens, thermodiffusion of nanoparticles, the disperse liquid medium.