

УДК 535.211

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОДИФФУЗИИ НА ТЕРМОЛИНЗОВЫЙ ОТКЛИК В ЖИДКОФАЗНОЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе

Дальневосточный государственный университет путей сообщения
680021, Хабаровск, ул. Серышева, 47
ivanov@festu.khv.ru

Аннотация: Проанализирован стационарный термолинзовый отклик в тонкослойной двухкомпонентной среде. Показано, что термодиффузия может сильно влиять на величину тепловой линзы и коэффициент пропускания среды.

Ключевые слова: *тепловая линза, термодиффузия, двухкомпонентная среда, самовоздействие света.*

Термооптическая спектроскопия является перспективным и интенсивно развивающимся разделом прикладной оптики [1, 2]. Одним из первых термооптических методов стал метод термолинзовой спектроскопии.

Сущность метода заключается в следующем. При воздействии на поглощающую среду лазерного пучка с гауссовским распределением мощности в поперечном сечении в ней в результате локального нагрева устанавливается градиент температуры. Изменение температуры в поглощающей среде вызывает изменение показателя преломления среды в соответствии с распределением мощности лазерного пучка. Из-за появления градиента показателя преломления в среде возникает оптический элемент, аналогичный по своему действию рассеивающей линзе и получившей название термолинзы [1].

В жидких двухкомпонентных средах, кроме обычного теплового отклика, связанного с тепловым расширением среды, могут возникать концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффекта Соре) [3-5]. В этом случае появляется дополнительный механизм оптической нелинейности среды, обусловленный перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении показателя преломления (и поглощения) среды, который обычно не учитывается.

Целью данной работы является анализ процессов тепломассопереноса в двухкомпонентной среде под действием гауссова пучка излучения, определяющих параметры стационарной тепловой линзы.

Рассмотрим двухкомпонентную жидкофазную среду, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с массовой концентрацией C ($\alpha = \beta C$, где $\beta = (\partial\alpha/\partial C)$ – константа среды). Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в

плоскости слоя $I = I_0 \exp(-2r^2 / \omega^2)$, где ω – радиус пучка, r – расстояние от оси пучка (см. рис. 1).

Систему балансных уравнений для концентрации C и теплового потока запишем следующим образом:

$$c_p \rho \partial T / \partial t = -\text{div } J_1 + \alpha I_0 \exp(-2r^2 / \omega^2), \quad (1)$$

$$\partial C / \partial t = -\text{div } J_2, \quad (2)$$

где c_p, ρ – удельные теплоемкость и плотность среды, T – температура среды, J_1 и J_2 – тепловой и концентрационный потоки соответственно:

$$J_1 = -D_{11} \text{grad} T, \quad (3)$$

$$J_2 = -D_{21} C \text{grad} T - D_{22} \text{grad} C, \quad (4)$$

где D_{11} – коэффициент теплопроводности среды, D_{22} – коэффициент диффузии поглощающих частиц, D_{21} – коэффициент термодиффузии.

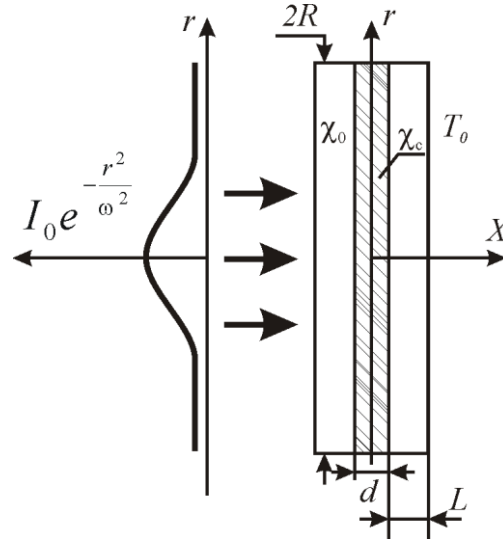


Рис. 1. К расчету тепловой линзы в двухкомпонентной среде в тонкослойной цилиндрической кювете.

В стационарном режиме, считая, что для малых толщин слоя среды d и окна кюветы $L(d, L \ll \omega)$ можно пренебречь радиальным (вдоль r) тепловым потоком, получаем из (1), (3) одномерную тепловую задачу:

$$0 = D_{11} \partial^2 T / \partial x^2 + \alpha I_0 \exp(-2r^2 / \omega^2). \quad (5)$$

Граничные условия соответствуют конвективному теплообмену на границе раздела окно кюветы-воздух:

$$J_1(\pm L) = \gamma(T_2 - T_0), \quad (6)$$

где γ, T_0 – соответственно коэффициент конвективного теплообмена и температура внешней среды, $T_2 = T(L + d/2)$. Для температуры среды в центре кюветы из (5), (6) получаем:

$$T(0, r) = T_0 + \alpha d I_0 (L \chi_0^{-1} + \gamma^{-1} + d \chi_c^{-1} / 2) \exp(-2r^2 / \omega^2), \quad (7)$$

где χ_0, χ_c – коэффициенты теплопроводности материала окон кюветы и двухкомпонентной среды соответственно. Для толщин слоя $d \ll L$ можем пренебречь изменением температуры в слое среды по толщине кюветы и принять ее равной $T(0)$. В установившемся режиме $((\partial T/\partial t) = (\partial C/\partial t) = 0)$ из (2), (4) имеем для стационарного значения концентрации C :

$$-D_{21}C \text{grad}T - D_{22} \text{grad}C = 0. \quad (8)$$

Считая изменение концентрации поглощающей компоненты малым по сравнению с начальным, имеем $C_1 = C - C_0$, где $C_1 \ll C_0$. Тогда из (8) с учетом (7) получаем линеаризованное уравнение по C_1 :

$$\nabla C_1 \left(1 + C_0 F \exp(-2r^2/\omega^2)\right) = C_0^2 F \frac{4r}{\omega^2} \exp(-2r^2/\omega^2), \quad (9)$$

где $F = \beta d(L\chi_0^{-1} + \gamma^{-1} + d\chi_c^{-1}/2)D_{21}D_{22}^{-1}$, C_0 – начальная концентрация частиц, R – радиус цилиндрической кюветы. Из (9) получаем:

$$C_1 = C_0 \ln \left[1 + FC_0 \exp(-2r^2/\omega^2)\right]^{-1}. \quad (10)$$

Тогда с учетом (10) и (8) получим:

$$\Delta T = \frac{FD_{22}}{D_{21}} \left(\exp(-2r^2/\omega^2)\right) C_0 \left[C_0 + \ln \left(1 + C_0 F \cdot \exp(-2r^2/\omega^2)\right)^{-1}\right], \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = \frac{FD_{22}}{D_{21}} \frac{4}{\omega^2} C_0^2 [1 + 2F]. \quad (12)$$

Подставляя в формулу для фокусного расстояния термолинзы [1]:

$$F_T = \left[-d \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) \right]_{r=0}^{-1}, \quad (13)$$

окончательно получим:

$$F_T = \left[-d \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \frac{FD_{22}}{D_{21}} \cdot \frac{4}{\omega^2} C_0^2 [1 + 2F] \right]_{r=0}^{-1}, \quad (14)$$

Как видно из последнего выражения, кроме обычного термолинзового отклика, в двухкомпонентной среде появляется дополнительный, обусловленный термодиффузионным изменением концентрации поглощающей компоненты. Величина этого вклада может быть достаточно большой и иметь разный знак для разных сред, в зависимости от знака коэффициента термодиффузии. Во-вторых, на величину термолинзового отклика будет влиять и изменение пропускания слоя среды (формула (9)). Наконец, из-за существенно различных времен установления теплового и концентрационного квазистационарных режимов, необходимо отдельно исследовать динамику термолинзового отклика, которая может значительно отличаться от классического случая простого теплопереноса [1].

Таким образом, самоиндуцированную модуляцию коэффициента

поглощения необходимо учитывать при анализе данных в термолинзовой спектроскопии многокомпонентных сред [1-3]. Полученные выражения могут быть использованы при экспериментальном определении величин коэффициентов теплопереноса в многокомпонентных жидкофазных средах [5-13].

Библиографический список:

1. **Там, Э.Э.** Сверхчувствительная лазерная спектроскопия / Э.Э. Там, Р.Р. Бердж, Х.Л. Фанг; под ред. Д. Клайджера. – М.: Мир, 1986. – 520 с.
2. **Гришко, В.И.** Лазерная аналитическая термооптическая спектрометрия / В.И. Гришко, В.П. Гришко, И.Г. Юделевич. – Новосибирск: ИНХ СО РАН, 1992. – 322 с.
3. **Vicary, L.** Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion/ L. Vicary // Philosophical Magazine B. – 2002. – V. 82. – № 4. – P. 447-452.
4. **Иванов, В.И.** Самовоздействие гауссова пучка в жидкофазной микрогетерогенной среде / В.И. Иванов, К.Н. Окишев, Ю.М. Карпец, А.И. Ливашвили // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308. – № 5. – С. 23-24.
5. **Иванов, В.И.** Термодиффузионный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентной среде / В.И. Иванов, К.Н. Окишев // Письма в Журнал технической физики. – 2006. – Т. 32. – № 22. – С. 22-25.
6. **Иванов, В.И.** Исследование термодиффузии методом самоиндуцированного просветления излучением двухкомпонентной среды / В.И. Иванов, Окишев К.Н. // Физико-химический анализ свойств многокомпонентных систем. – 2006. – № 4. – Ст. 8.
7. **Иванов, В.И.** Термодиффузионный механизм просветления двухкомпонентной среды лазерным излучением / В.И. Иванов, Ю.М. Карпец, К.Н. Окишев, А.И. Ливашвили // Известия Томского политехнического университета. – 2007. – Т. 311. – № 2. – С. 39-42.
8. **Иванов, В.И.** Термодиффузионный механизм изменения оптического пропускания двухкомпонентной среды / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, К.И. Окишев // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. – 2008. – Т. 51. – № 3. – С. 50-53.
9. **Иванов, В.И.** Самовоздействие гауссова пучка излучения в слое жидкофазной микрогетерогенной среды / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 8. – С. 751-752.
10. **Иванов, В.И.** Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2009. – Т. 4. – № 2. – С. 58-60.
11. **Иванов, В.И.** Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсной среде / В.И. Иванов, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2010. – Т. 5. – № 1. – С. 5-8.
12. **Иванов, В.И.** Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред / В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 4. – С. 39-44.
13. **Иванов, В.И.** Динамика светоиндуцированной тепловой линзы в жидкофазной двухкомпонентной среде / В.И. Иванов, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили и др. // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. – 2011. – Т. 134. – № 4. – С. 44-46.