

И.П. Лукин

**ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ И ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СРЕДЫ НА ИСКРИВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В статье теоретически исследуются характеристики узкого зондирующего оптического пучка, распространяющегося в среде при слабом насыщении резонансного поглощения. На основе безабберационного приближения получено аналитическое решение для функции взаимной когерентности второго порядка зондирующего излучения. Проанализировано совместное влияние пространственных неоднородностей коэффициента поглощения и показателя преломления среды на характеристики оптического зондирующего пучка, узкого по сравнению с поперечным линейным размером пучка интенсивного лазерного излучения. Получены условия, при которых возможно измерение параметров поглощающей среды по регистрации смещения изображения лазерного зондирующего пучка за фокусирующей линзой.

При распространении интенсивного лазерного пучка в нелинейной среде индуцируется пространственная неоднородность показателя преломления среды [1–2]. Эта неоднородность показателя преломления проявляется как в самовоздействии интенсивного лазерного пучка, так и при распространении в зоне воздействия пробного зондирующего излучения [1–4]. В условиях теплового самовоздействия происходит изменение действительной части показателя преломления, т. е. меняются рефракционные свойства среды [1–2]. В [3, 4] показано, что информацию об изменении параметров среды при тепловом самовоздействии можно получить из измерения смещения изображения зондирующего лазерного пучка за фокусирующей линзой. Известно [5, 6], что при резонансном самовоздействии излучения на среду изменяется как рефракционная часть показателя преломления, так и коэффициент поглощения среды. Аналогичная картина наблюдается также при распространении интенсивного лазерного излучения в аэрозольной среде [2]. В данной статье теоретически исследуются характеристики узкого зондирующего пучка, распространяющегося в среде при слабом насыщении резонансного поглощения. Получены условия, при которых возможно измерение параметров поглощающей среды по регистрации смещения изображения лазерного зондирующего пучка за фокусирующей линзой.

Рассмотрим газ двухуровневых молекул в поле двух встречных волн с гауссовским распределением интенсивности частоты  $\omega$ , одна из которых насыщает среду, а другая является зондирующей. При малых насыщениях зондирующая волна будет распространяться в среде с диэлектрической восприимчивостью [7, 8]

$$\chi = \chi' + i\chi'', \quad (1)$$

где

$$\chi' = \frac{c\kappa_0}{4\pi\omega} \frac{I}{I_s} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{a_0^2}\right) \frac{\delta\Gamma}{\Gamma^2 + \delta^2};$$

$$\chi'' = \frac{c\kappa_0}{2\pi\omega} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{I}{I_s} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{a_0^2}\right) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \delta^2} \right\};$$

$c$  — скорость света;  $\kappa_0$  — коэффициент линейного поглощения;  $I$  — интенсивность насыщающей волны на оси пучка;  $I_s$  — интенсивность насыщения;  $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$  — расстояние до оси насыщающего пучка;  $a_0$  — радиус насыщающего пучка;  $\Gamma$  — однородная ширина линии;  $\delta$  — отстройка частоты от центра линии. При получении выражения (1) для диэлектрической восприимчивости среды использованы стандартные формулы теории возмущения третьего порядка по напряженности электрического поля ( $I \ll I_s$ ), в которых усреднение по скоростям выполнено в доплеровском пределе. Соотношение давления газа и радиусов световых пучков таково, что ударное уширение много меньше доплеровского, но много больше прелетного.

Распространение зондирующей оптической волны в насыщенной среде описывается параболическим уравнением [1, 2, 7, 8]:

$$\left\{ 2ik \frac{\partial}{\partial x} + \Delta_{\perp} + 4\pi k^2 [\chi'(x, \rho) + \chi''(x, \rho)] \right\} E(x, \rho) = 0, \quad (2)$$

$$E(0, \rho) = E_0(\rho),$$

где  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны оптического излучения;  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2}$  — двумерный оператор Лапласа. Соответствующее уравнение функции взаимной когерентности второго порядка

$$\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = E(x, \rho_1) E^*(x, \rho_2)$$

имеет вид

$$\left\{ 2ik \frac{\partial}{\partial x} + (\Delta_{\perp_1} - \Delta_{\perp_2}) + 4\pi k^2 [\chi'(x, \rho_1) - \chi'(x, \rho_2) + i\chi''(x, \rho_1) + i\chi''(x, \rho_2)] \right\} \Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = 0; \quad (3)$$

$$\Gamma_2(0, \rho_1, \rho_2) = E_0(\rho_1) E_0^*(\rho_2).$$

В уравнении (3) перейдем к приосевому приближению, т.е. при  $\rho_1, \rho_2 \ll a_0$  из (1) и (3) получим

$$\left\{ 2ik \frac{\partial}{\partial x} + (\Delta_{\perp_1} - \Delta_{\perp_2}) + 4ikx + k^2 \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{F_{\perp 1}^2} + ik^2 \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{F_{\perp 1}^2} \right\} \Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = 0, \quad (4)$$

где  $F_{\perp}^2 = \frac{1}{2} \frac{k I_s}{\kappa_0 I} \frac{\Gamma^2 + \delta^2}{\Gamma \delta} a_0^2$  — квадрат фокусного расстояния наведенной линзоподобной среды (рефракционного канала) [3, 4];  $\kappa = \kappa_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{I}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \delta^2} \right)$  — коэффициент нелинейного (насыщенного) поглощения;  $F_{\perp} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{k I_s}{\kappa_0 I} \frac{\sqrt{\Gamma^2 + \delta^2}}{\Gamma}} a_0$  — линейный масштаб задачи, характеризующий влияние дифрагмирующего эффекта на распространение оптического излучения ( $F_{\perp}^2 / F_{\perp}^2 = \Gamma / \delta$ ).

Рассмотрим распространение гауссовского зондирующего пучка с начальным распределением вида

$$E_0(\rho) = E_0 \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{2a^2} - \frac{ik}{2R_0} \rho^2 \right\}, \quad (5)$$

где  $E_0$  — амплитуда зондирующего пучка;  $a$  — начальный радиус зондирующего пучка;  $R_0$  — начальная кривизна волнового фронта пучка зондирующего излучения.

Решение уравнения (4) с граничным условием (5) будем искать в параметрической форме:

$$\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = E_0^2 f(x) \exp \left\{ -g(x) \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{2a^2} - i \frac{S(x)}{2} (\rho_1^2 - \rho_2^2) - \varphi(x) (\rho_1 - \rho_2)^2 \right\}, \quad (6)$$

где  $f(x)$ ,  $g(x)$ ,  $S(x)$  и  $\varphi(x)$  — неизвестные функции.

Подставив (6) в (4), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{f'(x)}{f(x)} - \frac{2}{k} S(x) + 2x = 0; \\ S'(x) - \frac{1}{k} S^2(x) + \frac{1}{ka^4} g^2(x) + \frac{4}{ka^2} \varphi(x) g(x) - \frac{k}{F_{\perp}^2} = 0, \\ g'(x) - \frac{2}{k} S(x) g(x) - \frac{ka^2}{F_{\perp}^2} = 0, \\ \varphi'(x) - \frac{2}{k} S(x) \varphi(x) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

с граничными условиями

$$f(x)/_{x=0} = 1, \quad g(x)/_{x=0} = 1, \\ S(x)/_{x=0} = \frac{k}{R_0}, \quad \varphi(x)/_{x=0} = \text{const.}$$

При распространении когерентного оптического излучения ( $\varphi(x)|_{x=0} = 0$ ) решение четвертого уравнения системы (7) тривиально:  $\varphi(x) = 0$ . При этом условии система уравнений (7) примет вид

$$\begin{cases} \frac{f'(x)}{f(x)} - \frac{2}{k} S(x) + 2x = 0, \\ S'(x) - \frac{1}{k} S^2(x) + \frac{1}{ka^4} g^2(x) - \frac{k}{F_d^2} = 0, \\ g'(x) - \frac{2}{k} S(x) g(x) - \frac{ka^2}{F_d^2} = 0. \end{cases} \quad (8)$$

Точного аналитического решения система уравнений (8) не имеет. Решение системы уравнений (8) будем искать путем разложения функций  $g(x)$  и  $S(x)$  в ряд по  $x$ . Данное решение применимо для трасс зондирования, меньших длины дифракции ( $x < ka^2$ ), начального значения кривизны волнового фронта пучка зондирующего излучения ( $x < R_0$ ) и величины линейного масштаба задачи, характеризующего влияние диафрагмирующего эффекта на распространение оптического излучения ( $x < F_g < F_d$ ). Тогда с учётом граничных условий решение системы уравнений (8) запишется следующим образом:

$$\begin{cases} f(x) = \exp \left\{ -2xx + \frac{2}{k} \int_0^x dx' S(x') \right\}; \\ g(x) \simeq 1 + 2 \frac{x}{R_0} - \frac{x^2}{k^2 a^4} + \frac{x^2}{F_d^2} + \frac{ka^2}{F_d^2} x; \\ S(x) \simeq \frac{k}{R_0} - \frac{x}{ka^4} + \frac{kx}{F_d^2} - \frac{x^2}{a^2 F_d^2}. \end{cases} \quad (9)$$

Анализ полученного решения (6), (9) показывает, что при распространении зондирующего пучка в зоне воздействия на среду при насыщении поглощения из-за диафрагмирующего эффекта происходит уменьшение радиуса зондирующего пучка и появляется дополнительное искривление волнового фронта пучка. Причем, добавка к  $S(x)$  из-за диафрагмирующего эффекта имеет отрицательный знак, т.е. эффект подфокусировки пучка протяженной мягкой диафрагмой приводит к появлению дополнительной расходимости оптического излучения. Для случая коллимированного ( $R_0 = \infty$ ) зондирующего пучка с  $ka^2/x > 1$  радиус  $a(x)$  и кривизна волнового фронта  $R(x) = k/S(x)$  определяются следующими соотношениями:

$$a(x) = \frac{a}{\sqrt{g(x)}} \simeq a \left\{ 1 - \frac{ka^2}{2F_d^2} x - \frac{1}{2} \frac{x^2}{F_d^2} \right\}, \quad (10)$$

$$R(x) = \frac{k}{S(x)} \simeq \left\{ \frac{x}{F_d^2} - \frac{x}{k^2 a^4} - \frac{x^2}{ka^2 F_d^2} \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Из формул (10)–(11) следует, что влиянием подфокусировки зондирующего пучка протяженной диафрагмой можно пренебречь при выполнении следующих условий:

$$\begin{cases} a \ll a_0, \quad x < F_d, \quad \Omega > \Gamma/\delta & \text{при } \delta \neq 0, \\ a \ll a_0, \quad x < F_d, \quad 1 < \Omega < (F_d/x)^2 & \text{при } \delta = 0, \end{cases} \quad (12)$$

где  $\Omega = ka^2/x$  – число Френеля передающей апертуры зондирующего пучка.

Итак, при выполнении условий (12) измерения кривизны волнового фронта узкого зондирующего пучка (например, по перефокусировке его изображения за фокусирующей линзой [3, 4]) позволя-

ют определить фокусное расстояние наведенной линзоподобной среды  $F_d$ . Знание фокусного расстояния наведенной линзоподобной среды  $F_d$  и коэффициента нелинейного насыщенного поглощения  $\kappa$  (измеряемого по общему ослаблению зондирующего пучка (9)) позволяет определить коэффициент линейного поглощения  $\kappa_0$  и интенсивность насыщения  $I_s$ .

Автор признателен Ю.Н. Пономареву за полезное обсуждение затрагиваемого в статье вопроса.

1. Распространение лазерного пучка в атмосфере /Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 416 с.
2. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле /Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. и др. Новосибирск: Наука, 1984. 224 с.
3. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. Потенциальные возможности оптического зондирования атмосферных рефракционных каналов. Томск, 1984. 48 с. (Препринт/ИОА СО АН СССР № 25).
4. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. //Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. Вып. 2. С. 388–393.
5. Лугин Э.В., Пономарев Ю.Н. //Изв. вузов. Физика. 1980. № 3. С. 58–62.
6. Агеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А. Нелинейная оптикоакустическая спектроскопия молекулярных газов. Новосибирск: Наука, 1987. 128 с.
7. Новиков А.Д., Дербов В.Л., Мельников Л.А. //Некоторые вопросы прикладной физики. Саратов: СГУ. 1985. Ч. 2. С. 15–20.
8. Дербов В.Л., Мельников Л.А., Новиков А.Д. Теория узких резонансов насыщенного поглощения гауссовых пучков с учетом наведенной неоднородности среды. Саратов, 1986. 38 с. Деп. в ВИНТИ 18.06.86. № 5315-B86.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
19 марта 1990 г.

**I. P. Lukin. Influence of Spatial Inhomogeneities of the Absorption Coefficient and Refractive Index of a Medium on Bending of Sounding Radiation.**

The paper presents a theoretical investigation of characteristics of a narrow sounding beam propagating through a medium with a weak saturation of the resonance absorption. An analytical solution for the mutual coherence function of the second order has been obtained for sounding radiation based on the use of nonaberrational approach. Joint effect of spatial inhomogeneities of the absorption coefficient and refractive index of the medium on the characteristics of the wave front of a sounding beam which is narrow compared to cross-sectional size of a high power laser beam.

The conditions are determined under which it is possible to measure parameters of the absorbing medium by measuring the sounding beam image displacements behind the focusing lens.