

## Оптико-акустическое преобразование в пространственно неоднородных нетеплопроводящих средах

А.А.КАРАБУТОВ, В.В.КОЖУШКО, Г.С.МИТЮРИЧ, И.М.ПЕЛИВАНОВ

Неразрушающий контроль и диагностика пространственно неоднородных сред представляют собой актуальные прикладные проблемы технологии и медицины, в связи с чем задачи визуализации неоднородностей, решаемые в томографии, приобретают особое значение. Традиционно в томографии предполагается ввод зондирующего излучения в исследуемую среду с последующей регистрацией излучения, рассеянного средой, и дальнейшей численной обработкой полученных результатов. Однако такой подход не всегда возможно осуществить практически. Среди альтернативных методов выделим метод лазерной оптико-акустической (ОА) томографии [1], который позволяет решать широкий спектр проблем в исследовании пространственных неоднородностей различного типа, а также применяемый в исследовании процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом и в диагностике различных свойств материалов. Специально разработанные средства регистрации позволяют проводить исследования при одностороннем доступе к образцу, что является неоспоримым преимуществом [2]. В основе метода лежит следующий эффект: импульс лазерного излучения поглощается исследуемой средой, и в результате нестационарного теплового нагрева среды в ней возбуждаются ультразвуковые волны — ОА сигнал, которые затем регистрируются в широкой полосе частот [3]. В общем случае результирующий сигнал зависит от оптических, теплофизических и акустических свойств исследуемой среды, а также параметров лазерного импульса. В ряде частных приближений эту зависимость можно упростить. Так, при длительности лазерного импульса значительно меньшем времени пробега акустической волны по области тепловыделения форма ОА сигнала повторяет пространственное распределение ОА источников в исследуемой среде, что наблюдается, например, в биологических тканях. Проведенные оценки и экспериментальные результаты продемонстрировали возможность измерения коэффициента поглощения света в диапазоне  $1-500 \text{ см}^{-1}$  с разрешением порядка  $10-15 \text{ мк}$  на расстояниях нескольких сантиметров от поверхности [1]. Задача ОА томографии заключается в восстановлении распределения пространственных неоднородностей среды по измеренному ОА сигналу, что в свою очередь требует решения прямой задачи.

В данной работе рассматривается решение прямой задачи ОА преобразования в одномерной модельной среде, коэффициент поглощения света которой зависит от координаты, а изменения теплофизических и акустических свойств незначительны. Теоретическое исследование ОА преобразования удобно проводить методом частотных передаточных функций [3], которые определяются только свойствами исследуемой среды, что позволяет исключить влияние, оказываемое на результирующий сигнал параметрами лазерного импульса. Фактически передаточная функция определяет эффективность возбуждения отдельных спектральных компонент ОА сигнала в исследуемой среде.

Решение прямой задачи ОА преобразования в неоднородной среде удобно разбить на три последовательных части: определение интенсивности электромагнитного излучения в исследуемой среде, нахождение распределения теплоакустических источников и расчет результирующего акустического отклика. Пусть из прозрачной среды по нормали к границе в поглощающую среду распространяется лазерный импульс, имеющий плоский волновой фронт. В результате нестационарного теплового нагрева среды, поглощающей электромагнитное излучение, в ней возникают термоупругие напряжения,

которые возбуждают упругие волны. Для нетеплопроводящих сред, т.е. когда время диффузии температурных полей много больше времени пробега акустических волн по области тепловыделения, форма ОА-сигнала повторяет пространственное распределение тепловых источников в среде, и термоупругое возбуждение звука в случае пространственно однородной среды описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\alpha c_0^2 \beta}{\rho c_p} I_0 e^{-\alpha z} f(t), \quad (1)$$

где  $\varphi$  — скалярный потенциал поля скоростей,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $\beta$  — температурный коэффициент объемного расширения среды,  $c_0$  — скорость звука,  $c_p$  — теплоемкость,  $\rho$  — плотность,  $I_0$  — значение интенсивности на границе  $z = 0$ ,  $f(t)$  — огибающая интенсивности во времени. Правая часть уравнения (1) описывает ОА источники.

В оптически пространственно-неоднородных средах изменения коэффициента поглощения приводит к сложной зависимости интенсивности излучения от координаты, которая не описывается законом Бугера, как в случае пространственно однородной среды. Для определения распределения интенсивности разбиваем исследуемую среду на  $N$  слоев произвольной толщины, чтобы в пределах каждого слоя изменения коэффициента поглощения света были незначительны. В общем случае оптически пространственно-неоднородной среды (изменяется коэффициент поглощения и показатель преломления) будем считать, что внутри отдельного слоя распространяются две электромагнитные волны в направлении оси  $z$  и противоположенном, что соответствует прямой и отраженной (рассеянной назад) волнам. Используем условия непрерывности векторов напряженности электрического и магнитного полей (рассматриваем немагнитные среды  $\mu = 1$ ) на границах слоев вида

$$\begin{aligned} A_m e^{-(ik_m + \alpha_m/2)d_m} + B_m e^{(ik_m + \alpha_m/2)d_m} &= A_{m+1} + B_{m+1}, \\ n_m A_m e^{-(ik_m + \alpha_m/2)d_m} - n_m B_m e^{(ik_m + \alpha_m/2)d_m} &= n_{m+1} A_{m+1} - n_{m+1} B_{m+1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $A_m$  — амплитуда вектора напряженности электрического поля у волны, распространяющейся в направлении  $z$ ,  $B_m$  — в противоположенном направлении,  $n_m$  — показатель преломления,  $\alpha_m$  — коэффициент поглощения,  $d_m$  — толщина соответствующего слоя,  $m$  изменяется от 0 до  $N$ . Получим систему уравнений, из решения которой определим амплитуды электромагнитных волн и соответствующие им интенсивности [4, 5], и запишем выражение, описывающее ОА источники в  $m$ -ом слое:

$$Q_m(z) = \frac{\alpha_m \beta}{\rho c_p} \left( \frac{cn_m}{8\pi} |A_m|^2 e^{-\alpha_m z} + \frac{cn_m}{8\pi} |B_m|^2 e^{\alpha_m z} \right), \quad (3)$$

здесь  $c$  — скорость света. Результаты расчета пространственного распределения ОА источников представлены на рис. 1. Наличие некоторой “шероховатости” в распределении ОА источников объясняется дискретностью представленной модели, более гладкое распределение получается путем уменьшения толщины выделяемых слоев.

Рассчитав значения ОА источников в  $m$ -ом слое, запишем уравнение (1) для каждого из слоев и проведем дальнейшее решение спектральным методом. С этой целью к каждому из полученных уравнений применяем преобразование Фурье, что в общем виде даст следующее уравнение для  $m$ -го слоя:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}_m}{\partial z^2} + \frac{\omega^2 \tilde{\varphi}_m}{c_0^2} = Q_m(z) \tilde{f}(\omega), \quad (4)$$

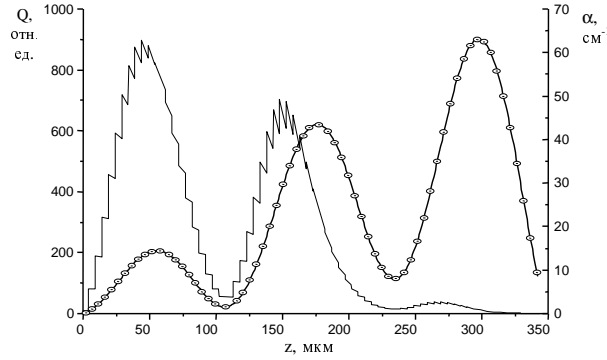


Рис. 1: Изменение коэффициента поглощения (жирная линия) и рассчитанное распределение ОА источников в исследуемой среде

где  $\tilde{f}(\omega)$  огибающая спектра импульса формы  $f(t)$ .

Общий вид решения данного уравнения в отдельном слое записывается как

$$\tilde{\varphi}_m(\omega, z) = C_m e^{-i\frac{\omega}{c_0}z} + D_m e^{i\frac{\omega}{c_0}z} + \frac{Q_m(z)}{\alpha_m^2 + (\omega/c_0)^2} \tilde{f}(\omega), \quad (5)$$

где  $C_m$  и  $D_m$  — амплитуды акустических волн, распространяющихся внутри слоев в положительном и противоположном направлениях оси  $z$ , соответственно, последнее слагаемое описывает локализованное возмущение среды. Таким образом, в результате поглощения  $m$ -ым слоем некоторой части излучения лазера возникающее возмущение распространяется в двух направлениях. В прозрачной среде и на глубине, где интенсивность излучения равна нулю (отсутствуют ОА источники), существуют только бегущие акустические волны, распространяющиеся от области возмущения. Экспериментально ОА сигнал измеряется за исследуемым образцом или в прозрачной среде перед ним, что соответствует случаям прямой и косвенной регистрации. В данной работе рассматривается полубесконечная модельная среда и косвенный метод регистрации ОА сигналов [3], поэтому необходимо определить передаточную функцию амплитуды волны, распространяющейся в прозрачную среду. Для этого используем граничные условия непрерывности скалярного потенциала и колебательных скоростей частиц отдельных спектральных составляющих ОА сигнала на границах слоев:

$$\rho_m \tilde{\varphi}_m = \rho_{m+1} \tilde{\varphi}_{m+1}, \quad \frac{\partial \tilde{\varphi}_m}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{\varphi}_{m+1}}{\partial z}. \quad (6)$$

Из решения данной системы уравнений определим амплитуду скалярного потенциала волны некоторой частоты. Экспериментально измеряемыми величинами являются давление или колебательная скорость частиц  $v$ , которая связана со скалярным потенциалом следующим образом:

$$v = \text{grad } \varphi. \quad (7)$$

Повторив данную процедуру для частот из интересующего спектрального диапазона, получим частотную передаточную функцию исследуемой среды. Затем, выполнив обратное преобразование Фурье, получим форму ОА сигнала. Все расчеты проведены с использованием пакета MATLAB. Физические свойства прозрачной и модельной поглощающей среды соответствовали свойствам воды,  $n = 1,33$ ,  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ ,  $c_0 = 1,49 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  — прозрачная среда,  $n = 1,33$ ,  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ ,  $c_0 = 1,49 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $c_p = 4,18 \text{ Дж/(г}\cdot\text{К)}$ ,  $\beta = 1,82 \text{ К}^{-1}$  — поглощающая среда. Длина волны излучения  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ , длительность импульса лазерного источника порядка  $10^{-8} \text{ с}$ , при этом во всем диапазоне

исследуемых частот ( $< 100$  МГц) можно считать спектр огибающей интенсивности лазерного импульса постоянным. Следовательно, форма ОА сигнала, которая повторяет рассчитанное пространственное распределение ОА источников, будет определяться только свойствами исследуемой среды. Это дает возможность применения изложенного

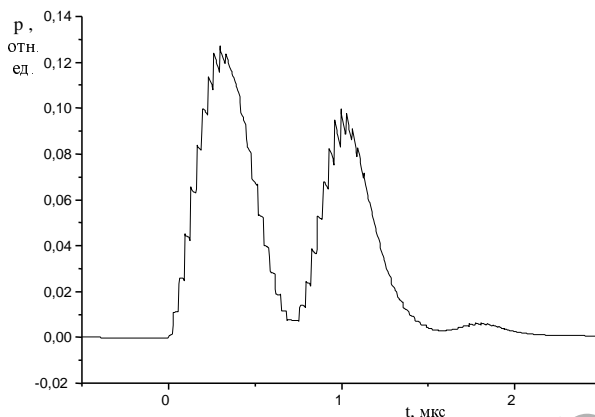


Рис. 2: Рассчитанная форма ОА сигнала

в работе подхода для решения широкого круга проблем томографии оптически неоднородных сред в рамках одномерной пространственной модели.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 01-02-16539.

**Abstract.** The solution of direct photoacoustic problem in optic spatial inhomogeneous media in the frame of one-dimensional model was considered. The suggested numeric method can be used in the solving of inverse problem by laser OA tomography.

### Литература

- [1] A. A. Karabutov, N. B. Podymova, V. S. Letochov, *Time-resolved optoacoustic tomography of inhomogeneous media*, Appl. Phys. B 63 (1996), 545–563
- [2] A. A. Karabutov, E. V. Savateeva, N. B. Podymova, A. A. Oraevsky, *Backwardmode detection of laser induced wide-band ultrasonic transients with optoacoustic transducer* J.Appl.Phys. 87:4 (2000), 2003–2014.
- [3] В. Э. Гусев, А. А. Карабутов, *Лазерная оптоакустика*, М.: Наука, 1991.
- [4] А. А. Карабутов, В. В. Кожушко, И. М. Пеливанов, Н. Б. Подымова, *Исследование оптико-акустическим методом прохождения широкополосных ультразвуковых сигналов через периодические одномерные структуры*, Акуст. журн. 46:4 (2000), 509–514.
- [5] V. Kozhushko, G. Mityurich, *Photoacoustic transformation in the one-dimensional periodic structures*, Gliwice, Molec. Quant. Acoust. 21 (2000), 127–132.

Гомельский госуниверситет  
им. Франциска Скорины  
246699 Гомель, Беларусь

Поступило 14.06.2001