

05;08

О формировании изображений неоднородных объектов лазерным фотоакустическим методом

© К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 7 июня 2004 г.

Проанализирован процесс формирования фотоакустического сигнала в неоднородных объектах. Показано, что в квазистатическом случае фотоакустическое изображение объекта формируется главным образом за счет неоднородностей коэффициента термоупругой связи. В рамках трехмерной модели и теории возмущений получены выражения для термоупругих деформаций в объекте, учитывающие неоднородности коэффициента термоупругой связи в общей форме. Проведен сравнительный анализ процессов формирования фотоакустических изображений при различных режимах работы пьезодатчика. Полученные результаты применены к анализу поведения фотоакустического сигнала вблизи концов вертикальных трещин.

Процессам генерации, распространения и детектирования тепловых волн, возбуждаемых лазерным излучением в неоднородных твердотельных объектах, посвящен целый ряд работ [1,2]. Интерес к вопросам подобного рода связан с необходимостью корректной интерпретации данных, получаемых с помощью фотоакустической или фототермической микроскопии. Следует отметить, что если в области фототермической микроскопии этот вопрос исследован достаточно полно [3,4], то в области фотоакустической микроскопии с пьезоэлектрическим способом регистрации сигнала он исследован значительно слабее. В связи с этим интерпретация данных фотоакустических экспериментов с пьезоэлектрическим способом регистрации сигнала обычно основывается на моделях образования фотоакустических сигналов, разработанных для однородных объектов [5]. Принципиальной особенностью фотоакустической микроскопии с пьезоэлектрическим способом регистрации сигнала по сравнению с фототермической микроскопией является необходимость учета нестационарных термоупругих деформаций, возникающих в

объекте в результате поглощения энергии лазерного излучения. Следует отметить, что до настоящего времени анализ процессов образования фотоакустических пьезоэлектрических сигналов в неоднородных объектах в рамках трехмерных моделей фактически не проводился.

В связи с этим основной целью данной работы являлось изучение процессов генерации акустических колебаний нестационарным лазерным излучением в неоднородных объектах. Для решения поставленной задачи необходимо определить нестационарные термоупругие деформации, возникающие в неоднородных твердых телах в процессе поглощения модулированного оптического излучения. В общем случае эти деформации можно определить с помощью уравнения движения для твердых тел [6]

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

где ρ — плотность материала, u_i — компоненты вектора деформации; σ_{ij} — компоненты тензора напряжений, действующих в объекте.

В рамках данной работы объект предполагается неоднородным. В соответствии с этим представим компоненты тензора напряжений в обычной для задач термоупругости форме [6], в которой, однако, коэффициенты упругости и термоупругой связи зависят от координат. Поскольку в данной работе неоднородности в объекте считаются слабыми, то будем считать, что коэффициенты Ламэ λ , μ и параметр термоупругой связи γ объекта можно представить в форме $\lambda = \lambda_0 + \lambda_1$, $\mu = \mu_0 + \mu_1$, $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1$, где λ_0 , μ_0 , γ_0 — значения параметров, характеризующих однородные свойства объекта; λ_1 , μ_1 , γ_1 — значения параметров, соответствующих неоднородностям внутри объекта. При этом в силу сделанных предположений $\lambda_0 \gg \lambda_1$, $\mu_0 \gg \mu_1$, $\gamma_0 \gg \gamma_1$.

В соответствии с этими условиями компоненты вектора деформации Δu_i и колебания температуры в объекте ΔT при его возбуждении нестационарным лазерным излучением можно представить в виде $\Delta u_i = \Delta u_i^{(0)} + \Delta u_i^{(1)}$, $\Delta T = \Delta T^{(0)} + \Delta T^{(1)}$. В этих выражениях $\Delta u_i^{(0)}$, $\Delta T^{(0)}$ описывают деформации и распределение температуры, генерируемые лазерным излучением в однородном объекте, $\Delta u_i^{(1)}$, $\Delta T^{(1)}$ описывают возмущения этих величин из-за наличия в нем неоднородностей.

В соответствии со сделанными предположениями уравнение движения (1) может быть линеаризовано относительно $\Delta u_i^{(1)}$ и $\Delta T^{(1)}$. Кроме того, следует учесть, что в широком диапазоне частот длины

акустических волн в твердых телах существенно превосходят длину тепловых волн. Даже для материалов с высокой теплопроводностью это соотношение сохраняется вплоть до частот порядка 1 GHz. При работе в этом диапазоне частот фотоакустические изображения объекта будут формироваться главным образом тепловыми волнами из-за низкой разрешающей способности изображений, формируемых акустическими волнами. В рамках рассматриваемой модели ограничимся случаем, когда объект однороден в тепловом отношении. Тогда можно считать, что $\Delta T^{(1)} = 0$, а $\Delta T^{(0)}$ определяется из уравнения теплопроводности для однородного объекта. При сделанных предположениях левая часть уравнения (1) может быть преобразована к линейному уравнению движения в квазистатической форме [6], а в правой части можно рассматривать только слагаемое вида $\frac{\partial}{\partial x_i}(\gamma_1 \Delta T^{(0)})$.

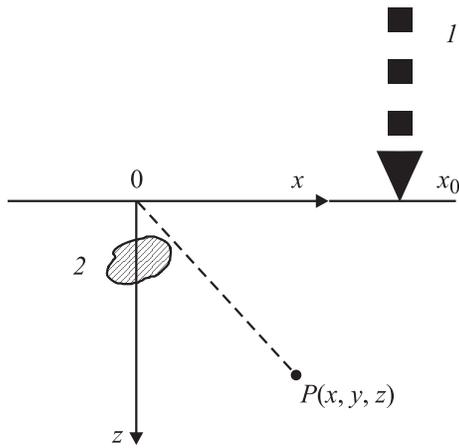
Для решения полученного таким образом уравнения необходимо задать граничные условия. Они обычно задаются для случаев фиксированной или свободной границы [6]. В рамках данной работы исследуем случай образования сигнала в образцах при фиксированной верхней границе. Функция Грина уравнения движения в квазистатическом приближении для бесконечного пространства приведена в [6]. Используя этот результат, а также метод отражений [7], функция Грина для полубесконечного пространства с граничными условиями $\Delta u_i|_{z=0} = 0$, соответствующими случаю фиксированной верхней границы, может быть представлена в следующей форме

$$G_{ik} = \frac{1 + \sigma}{8\pi E(1 - \sigma)} \left\{ \left[(3 - 4\sigma)\delta_{ik} + n_i^{(-)} n_k^{(-)} \right] \frac{1}{r^{(-)}} - \left[(3 - 4\sigma)\delta_{ik} + n_i^{(+)} n_k^{(+)} \right] \frac{1}{r^{(+)}} \right\}, \quad (2)$$

где σ — коэффициент Пуассона, E — модуль Юнга, $r^{(\pm)} = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z \pm z')^2}$, $\mathbf{n}^{(\pm)} = \frac{(x - x', y - y', z \pm z')}{r^{(\pm)}}$.

Знание функции Грина (2) позволяет найти компоненты вектора $\Delta u_i^{(1)}$ в соответствии с равенством

$$\Delta u_i^{(1)} = - \int d^3 r' G_{ik}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial x'_k} \left(\gamma_1(\mathbf{r}') \Delta T^{(0)}(\mathbf{r}') \right). \quad (3)$$



Геометрия расположения образца и возбуждающего лазерного излучения: I — возбуждающее лазерное излучение, 2 — неоднородность в объекте, $P(x, y, z)$ — точка регистрации деформаций.

Выражение (3) дает полное решение поставленной задачи в первом порядке теории возмущений. В соответствии с ним в нашем случае фотоакустическое изображение объекта формируется за счет неоднородностей коэффициента термоупругой связи.

Выражения для $\Delta u_i^{(1)}$ могут быть преобразованы к более простой форме для случая, когда $z \gg |x - x_0|$, $z \gg |y - y_0|$ (см. рисунок). В этих условиях, например, деформации $\Delta u_x^{(1)}$ и $\Delta u_z^{(1)}$ определяются равенствами

$$\begin{aligned} \Delta u_x^{(1)} &= \frac{1 + \sigma}{2\pi E(1 - \sigma)} \frac{1}{z^3} \int d^3 r' (x - x') \gamma_1(\mathbf{r}') \Delta T^{(0)}(\mathbf{r}'), \\ \Delta u_z^{(1)} &= \frac{1 + \sigma}{\pi E} \frac{1}{z^2} \int d^3 r' \gamma_1(\mathbf{r}') \Delta T^{(0)}(\mathbf{r}'). \end{aligned} \quad (4)$$

Полученные выражения позволяют определить пьезоэлектрический сигнал, регистрируемый пьезодатчиком на расстоянии z от верхней поверхности образца. В зависимости от типа возбуждаемой в пьезоэлементе моды колебаний сигнал от пьезоэлемента ΔV может быть пропорционален $\frac{\partial \Delta u_z^{(1)}}{\partial z}$ или $\left(\frac{\partial \Delta u_x^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial \Delta u_y^{(1)}}{\partial y} \right)$ [5,8]. Последнее выражение

относится к тонким пьезодатчикам, подвергающимся в процессе регистрации сигнала изгибным колебаниям.

Можно показать, что в соответствии с равенствами (4) с точностью до коэффициента пропорциональности пьезоэлектрические сигналы в обоих случаях определяются одним и тем же выражением. Так, в первом случае

$$\Delta V_1 = C_1 \frac{1 + \sigma}{\pi E} \frac{1}{z^3} \int d^3 r' \gamma_1(r') \Delta T^{(0)}(r'), \quad (5)$$

где C_1 — некоторый коэффициент, зависящий от параметров пьезодатчика.

Выражение (5) в первом порядке теории возмущений решает поставленную задачу в общем виде. Из него видно, что получающиеся при этом фотоакустические изображения определяются неоднородностями константы термоупругой связи. Для определения фотоакустического сигнала в соответствии с равенством (5) необходимо знать распределение температуры $\Delta T^{(0)}$ в однородном объекте. Решению этой задачи посвящен целый ряд работ, поэтому здесь этот вопрос специально не рассматривается.

В качестве примера применим полученные результаты к объектам, в которых исходные неоднородности обусловлены начальными деформациями. В рамках рассматриваемой модели $\gamma^{(1)}$ в этом случае в первом порядке теории возмущений может зависеть от начальных деформаций в следующей форме $\gamma^{(1)} = \beta_0 (U_{xx} + U_{yy} + U_{zz})$ (U_{ik} — начальные деформации, β_0 — некоторый коэффициент пропорциональности).

Важным применением выражения для $\gamma^{(1)}$ может быть, в частности, его использование для анализа поведения фотоакустического сигнала вблизи концов радиальных трещин. Условия образования фотоакустического сигнала в этом случае были рассмотрены в работах [9–12]. В них было показано, что, определяя внутренние напряжения через начальные деформации, можно найти связь фотоакустического пьезоэлектрического сигнала с внутренними напряжениями. При таком подходе фотоакустический сигнал ΔV_1 на основании выражения (5) можно представить в виде

$$\Delta V_1 = C_1 \beta_0 \frac{1 - \sigma^2}{\pi E^2} \frac{1}{z^3} \int d^3 r' \left(\sigma_{xx}^{(r)}(r') + \sigma_{yy}^{(r)}(r') \right) \Delta T^{(0)}(r'), \quad (6)$$

где $\sigma_{xx}^{(r)}$ и $\sigma_{yy}^{(r)}$ — компоненты тензора внутренних напряжений.

Используя явные выражения для компонент тензора напряжений $\sigma_{xx}^{(r)}$ и $\sigma_{yy}^{(r)}$ [12], соотношение (6) можно преобразовать к виду

$$\delta V_1 = C_1 \beta_0 \frac{1 - \sigma^2}{\pi E^2 z^3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[K_I \cos \frac{\theta}{2} - K_{II} \sin \frac{\theta}{2} \right] \int d^3 r' \frac{\Delta T^{(0)}(r')}{(x'^2 + y'^2)^{1/4}}, \quad (7)$$

где K_I и K_{II} — коэффициенты интенсивности напряжений трещины, характеризующие ее поведение относительно нормальной и касательной к берегам трещины составляющих напряжения; θ — угол между направлением трещины и направлением на точку наблюдения.

Выражения (6) и (7) обобщают на трехмерный случай соответствующие результаты, полученные в работах [13,14] в рамках одномерной модели. В соответствии с ними влияние внутренних напряжений на фотоакустический сигнал не связано с наличием у материала каких-либо специальных свойств, а осуществляется только благодаря наличию у материала нелинейных термоупругих свойств. Таким образом, полученные результаты носят универсальный характер и могут использоваться для интерпретации экспериментальных данных по детектированию внутренних напряжений в различных материалах. Из этих выражений также следует, что зависимость фотоакустического сигнала от напряжений определяется теми же величинами, что и сигнала в случае SPATE¹ метода [15], хотя процессы, лежащие в основе этих методов, имеют различную физическую природу. Различия в этих процессах имеют принципиальное значение для определения пространственной разрешающей способности обоих методов. Так, если пространственное разрешение SPATE метода лежит в миллиметровом диапазоне, то фотоакустический метод способен обеспечивать микронное разрешение. Кроме того, выражение (7) может быть использовано для количественного определения коэффициентов интенсивности напряжений трещин по данным фотоакустических экспериментов в соответствии с методиками, разработанными в работах [11,12], с учетом трехмерного характера генерации тепловых волн.

В заключение автор выражает благодарность РФФИ за поддержку данной работы в рамках проекта 04-02-17622, а также Администрации С.-Петербурга за поддержку работы в рамках программы по научной и научно-технической деятельности.

¹ Общепринятое в англоязычной литературе сокращение от Stress Pattern Analysis by measurement of Thermal Emission

Список литературы

- [1] *Rosencwaig A.* // Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology. New Jersey: PTR Prentice-Hall, 1994. V. 2. P. 1–23.
- [2] *Jumel J., Rochais D., Enguehard F., Lepoutre F.* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. N 1. P. 608–611.
- [3] *Глазов А.Л., Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 11. С. 2184–2191.
- [4] *Лихарев С.К., Рау Э.И.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1990. Т. 54. № 2. С. 255–258.
- [5] *Jackson W., Amer N.M.* // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 6. P. 3343–3353.
- [6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [7] *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 735 с.
- [8] *Qian M.* // Chinese J. Acoust. 1995. V. 14. N 2. P. 97–106.
- [9] *Муратиков К.Л., Глазов А.Л.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 8. С. 69–76.
- [10] *Muratikov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. N 5. P. 2948–2955.
- [11] *Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 48–57.
- [12] *Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 8. С. 90–97.
- [13] *Муратиков К.Л.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 13. С. 82–88.
- [14] *Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 7. С. 59–63.
- [15] *Stanley P., Dulieu-Smith J.M.* // Exp. Techniques. 1996. V. 20. N 2. P. 21–23.