01;09;10

Генерация фотоакустического сигнала двухслойными прозрачными образцами с поглощающей подложкой

© Т.Х. Салихов, Н. Меликхуджа, А. Махмалатиф

Таджикский национальный университет,
Душанбе, Таджикистан
E-mail: tsalikhov@mail.ru

Поступило в Редакцию 21 января 2019 г.
В окончательной редакции 21 января 2019 г.
Принято к публикации 15 февраля 2019 г.

Предложена теория генерации акустического сигнала в буферный газ фотоакустической камеры, когда двухслойный образец является прозрачным, а подложка поглощающей. Показано, что частотная зависимость амплитуды фотоакустического сигнала, генерируемого поглощающей подложкой, подчиняется закону $\propto \omega^{-1}$ для случая, когда длина пробега фотона меньше длины тепловой диффузии, и $\propto \omega^{-3/2}$ для обратного случая.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.09.47710.17707

Известно [1–4], что метод фотоакустической (ФА) спектроскопии широко используется для исследования кинетических, оптических, акустических и теплофизических свойств различного рода жидких и твердотельных образцов, в том числе неоднородных, гиротропных и наносистем [5–11]. В [12] было показано, что нелинейные составляющие ФА-сигнала, детектируемые микрофоном, позволяют определить температурную зависимость теплофизических и оптических величин исследуемых образцов. В зависимости от геометрии эксперимента существуют различные варианты линейной теории ФА-эффекта в двух- и многослойных твердотельных системах. Наиболее распространенной является теория Фужи, Моритани и Накай [13], которая является развитием одномерной теории Розенсвайга–Гершо [14], построенной для однослойных образцов. Однако в [13], как и в [14], рассматривался случай, когда подложка является прозрачной. В [15] предложена теория генерации ФА-сигнала для однослойных прозрачных систем, находящихся на поглощающей подложке. Целью настоящей работы является построение теории генерации ФА-сигнала прозрачными двухслойными системами, находящимися на поглощающей подложке.

Исходим из следующей системы линейных уравнений теплопроводности для газового слоя (g), первого ($s1$) и второго ($s2$) слоев образца и подложки (b):

$$C_{pg}\frac{\partial T_g}{\partial t} = \kappa_g \frac{\partial^2 T_g}{\partial x^2}, \quad 0 \le x \le l_g; \tag{1}$$

$$C_{p1}\frac{\partial T_{s1}}{\partial t} = \kappa_1 \frac{\partial^2 T_{s1}}{\partial x^2}, \quad -l_1 \le x \le 0; \tag{2}$$

$$C_{p2}\frac{\partial T_{s2}}{\partial t} = \kappa_2 \frac{\partial^2 T_{s2}}{\partial x^2}, \quad -(l_1+l_2) \le x \le -l_1; \tag{3}$$

$$C_{pb}\frac{\partial T_b}{\partial t} = \kappa_b \frac{\partial^2 T_b}{\partial x^2} + \frac{\beta_b A_b I_2}{2} e^{\beta_b \langle x+l_1+l_2 \rangle}(1+e^{i\omega t}),$$
$$-(l_b+l_1+l_2) \le x \le -(l_1+l_2), \tag{4}$$

где I_0 — интенсивность падающего луча; ω — частота ее модуляции; $I_1 = I_0(1-R_{s1})$, $I_2 = I_1(1-R_{s2})$; C_{pi}, κ_i, R_i — теплоемкости единицы объема, коэффициенты теплопроводности и отражения соответствующих слоев; β_b, A_b — коэффициент поглощения и поглощательная способность (степень черноты) подложки; l_g, l_1, l_2, l_b — толщины газового слоя, первого и второго слоев образца и подложки соответственно.

Возмущения температур $T_i'(x,t)$ представим в виде $T_i'(x,t) = T_{0i}(x) + \Phi_i(x,t)$, где $T_{0i}(x)$ и $\Phi_i(x,t)$ — соответственно равновесная и колебательная части возмущения. Далее, представив изменение величины $\Phi_i(x,t)$ по времени в виде $\Phi(x,t) = \Phi(x,\omega)\exp(i\omega t)$, из системы уравнений (1)–(4) для нее получим

$$\frac{\partial^2 \Phi_g}{\partial x^2} = -\sigma_g^2 \Phi_g = 0, \quad 0 \le x \le l_g, \tag{5}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_{s1}}{\partial x^2} - \sigma_{s1}^2 \Phi_{s1} = 0, \quad -l_1 \le x \le 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_{s2}}{\partial x^2} - \sigma_{s2}^2 \Phi_{s2} = 0, \quad -(l_1+l_2) \le x \le -l_1, \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_b}{\partial x^2} - \sigma_b^2 \Phi_b = -\frac{\beta_b A_b I_2 e^{\beta_b (x+l_1+l_2)}}{2\kappa_b},$$
$$-(l_b+l_1+l_2) \le x \le -(l_1+l_2), \tag{8}$$

где $\sigma_i^2 = i\omega/\chi_i$, $\sigma_i = (1+i)a_i$, $a_i = 1/\mu_i$, $\mu_i = (2\chi_i/\omega)^{1/2}$ — длина тепловой диффузии, $\chi_i = \kappa_i/C_{pi}$ — температуропроводности соответствующих слоев.

Решения однородных уравнений (5)–(7) и неоднородного (8) имеют следующий вид:

$$\Phi_g(x,\omega) = \Theta e^{-\sigma_g x}, \quad \Phi_{s1}(x,\omega) = \gamma_1 e^{\sigma_{s1} x} + \gamma_2 e^{-\sigma_{s1} x},$$
$$\Phi_{s2}(x,\omega) = G_1 e^{\sigma_{s2}(x+l_1)} + G_2 e^{-\sigma_{s2}(x+l_1)},$$
$$\Phi_b(x,\omega) = U e^{\sigma_b (x+l_1+l_2)} + E_b e^{\beta_b (l_1+l_2+x)},$$

где

$$E_b = \frac{(1-R_{s1})(1-R_{s2}) I_0 A_b \beta_b}{2\kappa_b(\sigma_b^2 - \beta_b^2)},$$

а величины $\Theta, \gamma_1, \gamma_2, G_1, G_2$ и U являются комплексными амплитудами колебания температур в соответствующих слоях. Шесть граничных условий

$$\Phi_g(0,\omega) = \Phi_{s1}(0,\omega),\ \ \Phi_{s1}(-l_1,\omega) = \Phi_{s2}(-l_1,\omega),$$

$$\Phi_{s2}(-l_2-l_1,\omega) = \Phi_b(-l_2-l_1,\omega),$$

$$\kappa_g \frac{\partial \Phi_g}{\partial x}\Big|_{x=0} = \kappa_1 \frac{\partial \Phi_{s1}}{\partial x}\Big|_{x=0},\ \ \kappa_1 \frac{\partial \Phi_{s1}}{\partial x}\Big|_{x=-l_1} = \kappa_2 \frac{\partial \Phi_{s2}}{\partial x}\Big|_{x=-l_1},$$

$$\kappa_2 \frac{\partial \Phi_{s2}}{\partial x}\Big|_{x=-l_1-l_2} = \kappa_b \frac{\partial \Phi_b}{\partial x}\Big|_{x=-l_1-l_2}$$

позволяют получить систему линейных алгебраических уравнений для определения величин $\Theta, \gamma_1, \gamma_2, G_1, G_2, U$. Решая эту систему и принимая во внимание условия малости $g = (\kappa_g\sigma_g/\kappa_1\sigma_{s1}) \ll 1$, для колебания температуры в газовом слое получим следующее выражение:

$$\Theta = 4sbE_b(1-r_b)/\{[(1-s)e^{\sigma_{s1}l_1} - (1+s)e^{-\sigma_{s1}l_1}]$$
$$\times (1-b)e^{-\sigma_{s2}l_2} + [(1+s)e^{\sigma_{s1}l_1} - (1-s)e^{-\sigma_{s1}l_1}](1+b)e^{\sigma_{s2}l_2}\}, \tag{9}$$

где $s = (\kappa_2\sigma_{s2}/\kappa_1\sigma_{s1})$, $b = (\kappa_b\sigma_b/\kappa_2\sigma_{s2})$, $r_b = \beta_b/\sigma_b$.

Акустическое колебание давления в газовом слое определяется усреднением $\Phi_g(x,\omega)$ по длине тепловой диффузии в газе и описывается выражением [13,14]:

$$\delta p(\omega) = \frac{\gamma p_0 \Theta}{\sqrt{2}T_0 a_g l_g} \exp[i(\omega t - \pi/4)], \tag{10}$$

где γ — показатель адиабаты, а p_0 и T_0 — соответственно начальные значения давления и температуры в ФА-камере.

Из выражения (9) видно (и это является очевидным), что для рассматриваемого случая колебание давления в газовом слое возможно, только когда оба слоя образца являются термически тонкими, т.е. $l_i \ll \mu_{si}$ и $\exp(\pm\sigma_{si}l_i) \approx 1$. Тогда

$$\big[(1-s)e^{\sigma_{s1}l_1} - (1+s)e^{-\sigma_{s1}l_1}\big](1-b)e^{-\sigma_{s2}l_2}$$
$$+ [(1+s)e^{\sigma_{s1}l_1} - (1-s)e^{-\sigma_{s1}l_1}](1+b)e^{\sigma_{s2}l_2} \approx 4bs.$$

С другой стороны, подложка характеризуется двумя характерными длинами: $l_\beta = \beta_b^{-1}$ и μ_b — длинами пробега фотона и тепловой диффузии. В зависимости от соотношения между этими величинами могут реализоваться два различных случая.

1. При условии $l_\beta \ll \mu_b$ получим

$$\delta p_1(\omega) = \frac{Y\eta(1-i)}{4a_g}\left(\frac{\mu_b}{\kappa_b}\right)\exp[i(\omega t - \pi/4)], \tag{11}$$

где $Y = \gamma p_0 I_0/2\sqrt{2} l_g T_0$, $\eta = (1-R_{s1})(1-R_{s2})A_b$. Нетрудно заметить, что в этом случае частотная зависимость амплитуды генерируемого звука подчиняется закону $\propto \omega^{-1}$.

2. Пусть $l_\beta \gg \mu_b$, тогда справедливо выражение

$$\delta p_2(\omega) = \frac{Y\eta\beta_b\mu_b}{4a_g}\left(\frac{\mu_b}{\kappa_b}\right)\exp[i(\omega t - 3\pi/4)], \tag{12}$$

из которого следует, что спад амплитуды возбуждаемого ФА-сигнала с ростом частоты подчиняется закону $\propto \omega^{-3/2}$.

Таким образом, в работе предложена теория генерации ФА-сигнала двухслойными прозрачными твердотельными образцами, находящимися на поглощающей подложке. Установлено, что вклад от поглощающей подложки в генерируемый ФА-сигнал имеет место лишь в том случае, когда оба слоя образца являются термически тонкими.

Список литературы

[1] *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М: Наука, 1991. 304 с.

[2] *Егерев С.В., Лямшев Л.М., Пученков О.В.* // УФН. 1990. Т. 60. № 9. С. 111–154.

[3] *Лямшев Л.М.* Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989. 237 с.

[4] *Винокуров С.А.* // ЖПС. 1985. Т. 42. № 1. С. 5–16.

[5] *Глазов А.Л., Морозов Н.Ф., Муратиков К.Л.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 2. С. 23–29.

[6] *Глазов А.Л., Калиновский В.С., Контрош Е.В., Муратиков К.Л.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 11. С. 33–40.

[7] *Морозов Н.Ф., Глазов А.Л., Муратиков К.Л.* // ДАН. 2018. Т. 479. В. 4. С. 382–385.

[8] *Митюрич Г.С., Черненок Е.В., Свиридова В.В., Сердюков А.Н.* // Проблемы физики, математики, техники. 2016. Т. 27. В. 2. С. 18–23.

[9] *Митюрич Г.С., Лебедева Е.В., Сердюков А.Н.* // Проблемы физики, математики и техники. 2016. Т. 27. В. 4. С. 19–26.

[10] *Usoltseva L.O., Volkov D.S., Nedosekin D.A., Korobov M.V., Proskurnin M.A., Zharov V.P.* // Photoacoustics. 2018. V. 12. P. 55–66.

[11] *Егерев С.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 5. С. 532–537.

[12] *Мадвалиев У., Салихов Т.Х., Шарифов Д.М.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 6. С. 87–97.

[13] *Fujii Y., Moritani A., Nakai J.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1981. V. 20. N 2. P. 361–367.

[14] *Rosencwaig A., Gersho A.* // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 1. P. 64–69.

[15] *Barros Melo W.L., Faria R.M.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. N 26. P. 3892–3894.