

01;05;07;08

Фототермоакустический эффект в твердых телах при пьезоэлектрической регистрации

© Д.А. Андрусенко, И.Я. Кучеров

Киевский университет им. Тараса Шевченко,
252017 Киев, Украина

(Поступило в Редакцию 9 июня 1998 г.)

Теоретически и экспериментально исследован фототермоакустический эффект в твердых телах при пьезоэлектрической регистрации сигнала. Найдены аналитические выражения для амплитуды и фазового сдвига фототермоакустического сигнала как функции толщин образца и пьезодатчика, частоты модуляции и материальных констант структуры. Предложен метод регистрации сигнала составным пьезодатчиком. На примере двухслойного пьезодатчика показано, что из амплитудно-частотных и фазочастотных зависимостей могут быть определены приведенный модуль Юнга и коэффициент тепловой диффузии объекта исследования.

В последние годы для исследования вещества в различных агрегатных состояниях находит все более широкое применение фототермоакустический метод [1–3]. Этот метод базируется на использовании тепловых волн как носителя информации о свойствах вещества. Генерация тепловых волн осуществляется облучением вещества модулированным светом, который, поглощаясь, нагревает его с переменной температурой. Регистрируются тепловые волны различными методами, среди которых наибольшее распространение получили акустические методы, в частности метод пьезодатчика как наиболее чувствительный [1]. Особенность этого метода в том, что регистрируемый пьезодатчиком сигнал есть функция геометрии системы образец–пьезодатчик. В общем виде задача эта весьма сложная, поэтому решена она для наиболее простых случаев [4,5]: в работе [4] — в квазистатическом приближении без учета влияния пьезодатчика на генерацию акустических колебаний в системе образец–пьезодатчик; в работе [5] — для случая относительно высокой частоты модуляции, когда длина акустических волн соизмерима с размерами системы образец–пьезодатчик. При фототермоакустических исследованиях в преобладающем большинстве случаев более перспективным является использование низких частот модуляции, когда длина акустических волн намного больше характерных размеров исследуемой системы. В этом случае соотношение линейных размеров образец–преобразователь, как показано в [6], должно играть принципиальную роль в формировании фототермоакустического (ФА) сигнала. Поэтому изучение фототермоакустического эффекта в твердых телах с пьезоэлектрической регистрацией, когда размеры исследуемой структуры намного меньше длины акустических волн (квазистатическое приближение), с учетом влияния пьезодатчика нам представляется весьма важным. В настоящей работе рассматривается теория ФА эффекта в слоистой структуре образец–пьезодатчик и проведены экспериментальные исследования на некоторых материалах.

Рассмотрим структуру образец–пьезодатчик в виде двухслойной тонкой пластины. Геометрия задачи показана

на рис. 1. Образец I — изотропное твердое тело толщиной h_1 , пьезодатчик 2 — пьезоэлектрик класса 6 mm толщиной h_2 , по упругим постоянным будем считать его изотропным. Полярная ось пьезоэлектрика перпендикулярна базовым поверхностям пластины (совпадает с осью Z). Поверхность образца ($Z = 0$) равномерно облучается модулированным по амплитуде светом

$$P = \frac{P_0}{2}(1 + \cos \omega t), \quad (1)$$

где P_0 — интенсивность падающего света, ω — циклическая частота его модуляции.

Рассмотрим сильно поглощающие свет среды, $\alpha h_1 \gg 1$ (α — коэффициент оптического поглощения вещества образца). Кроме того, будем полагать, что на самой низкой частоте модуляции света длина тепловой диффузии l_t меньше толщины образца h_1 (тепловая волна не доходит до пьезодатчика). Температурное поле тепловой волны вследствие теплового расширения приводит к возникновению термоупругих напряжений. Отличными от нуля будут только упругие напряжения T_{11} и T_{22} , переменные

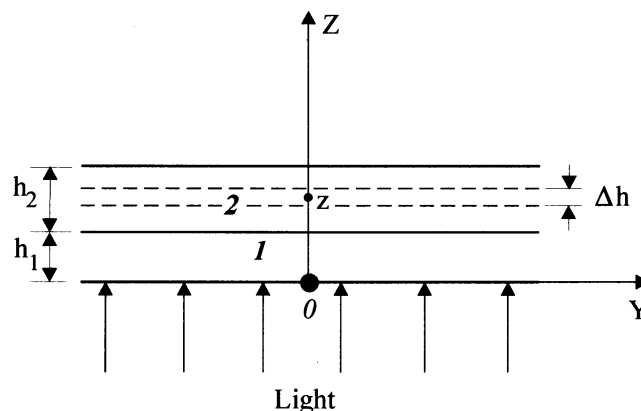


Рис. 1. Геометрия задачи.

составляющие которых определяются как [7]

$$T_{11} = T_{22} = E_{\Pi}(a - bz - \alpha_T \Theta), \quad (2)$$

где $E_{\Pi} = E/(1 - \sigma)$ — приведенный модуль Юнга, E и σ — модуль Юнга и коэффициент Пуассона образца (пьезодатчика) соответственно; α_T — линейный коэффициент теплового расширения образца; Θ — переменная температура образца.

Для отмеченных выше условий распределение температуры по толщине образца в нашем случае будет [1]

$$\Theta = \Theta_0 e^{-\gamma z}, \quad (3)$$

где

$$\gamma = \frac{1+i}{l_i}, \quad l_i = \sqrt{\frac{2\chi_1}{C_1 \rho_1 \omega}};$$

C_1 , ρ_1 и χ_1 — удельная теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности образца соответственно; $\Theta_0 = gP_0/2\chi_1\gamma$, g — коэффициент, определяющий долю световой энергии, падающей на образец, которая превращается в тепло.

Постоянные a и b в (2) находятся из граничных условий равенства нулю полных усилий и полного момента действующих напряжений [7]

$$\int_0^h T_{11} dz = 0, \quad \int_0^h T_{11} z dz = 0; \quad h = h_1 + h_2. \quad (4)$$

Подставив (2) в (4) с учетом (3) и пренебрегая величиной $e^{-\gamma h_1}$ по сравнению с единицей (тепловая волна практически полностью затухает на $2/3$ длины волны), получаем

$$a = \frac{\alpha_T \Theta_0 \eta \left(Z_p - \frac{1}{\gamma h} \right)}{\gamma h [1 + (\eta - 1)H_1] (Z_p - Z_u)};$$

$$b = \frac{\alpha_T \Theta_0 \eta \left(Z_u - \frac{1}{\gamma h} \right)}{\gamma h^2 [1 + (\eta - 1)H_1] (Z_p - Z_u) Z_u}; \quad (5)$$

$$Z_p = \frac{2}{3} \frac{1 + (\eta - 1)H_1^3}{1 + (\eta - 1)H_1^2}; \quad Z_u = \frac{1}{2} \frac{1 + (\eta - 1)H_1^2}{1 + (\eta - 1)H_1};$$

$$\eta = \frac{E_{\Pi 1}}{E_{\Pi 2}}; \quad H_1 = \frac{h_1}{h}. \quad (6)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к образцу и пьезодатчику соответственно. Рассчитаем разность потенциалов \hat{U} на слое пьезодатчика толщиной Δh с координатой z (рис. 1)

$$\hat{U} = - \int_{z - \frac{\Delta h}{2}}^{z + \frac{\Delta h}{2}} E_z dz, \quad (7)$$

где E_z — напряженность электрического поля в пьезоэлектрике, созданного термоупругими напряжениями T_{11} и T_{22} .

Электрическое смещение D_z в пьезоэлектрике равно

$$D_z = 2d_{31}T_{11} + \varepsilon_{33}E_z. \quad (8)$$

Так как внешние электрические поля отсутствуют, то электрическое смещение за пределами пьезоэлектрика равно нулю. Тогда вследствие непрерывности нормальной составляющей индукции из (8) с учетом (2) находим

$$E_z = - \frac{2d_{31}E_{\Pi 2}}{\varepsilon_{33}}(a - bz). \quad (9)$$

В (9) учтено, что тепловая волна до пьезодатчика не доходит и, следовательно, в нем $\Theta = 0$. Проинтегрировав (7) с учетом (9), а также (5), находим

$$\hat{U} = U_m \frac{(Z - Z_p)Z_u \gamma h - (Z - Z_u)}{2Z_u(\gamma h)^3} \Delta H;$$

$$U_m = \frac{2\alpha_T g P_0 d_{31} E_{\Pi 1} h^2}{\varepsilon_{33} \chi_1 [1 + (\eta - 1)H_1] (Z_u - Z_p)};$$

$$Z = \frac{z}{h}; \quad \Delta H = \frac{\Delta h}{h}. \quad (10)$$

Из (10) находим амплитуду U и фазовый сдвиг φ ФА сигнала

$$U = U_m \frac{Z - Z_p}{F^{3/2}} \Delta H \sqrt{n^2 + (n - \sqrt{F})^2}, \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = 1 - \frac{\sqrt{F}}{n}; \quad n = \frac{Z - Z_u}{2Z_u(Z - Z_p)}, \quad (12)$$

где $F = (\pi h^2/D_T)f$ — безразмерная частота, $f = \omega/2\pi$ — частота, $D_T = \chi_1/c_1\rho_1$ — температуропроводность (коэффициент тепловой диффузии) образца.

Выражения (11) и (12) позволяют определить оптимальные соотношения между толщинами h_1 и h_2 для конкретных материалов структуры в зависимости от того, что желательнее получить: большую амплитуду ФА сигнала или большее изменение его фазы. Проанализируем выражения для U и φ при некоторых условиях. Из (11) и (12) видно, что амплитуда и фаза ФА сигнала сложным образом зависят от частоты (\sqrt{F}), параметров образца, пьезодатчика (U_m , Z_u , Z_p) и координаты центра слоя пьезодатчика (Z), с которого снимается сигнал. Существенным здесь является то, что фазовый сдвиг не зависит от толщины слоя, с которого снимается сигнал, а определяется для конкретной исследуемой структуры только координатой центра этого слоя и частотой.

Проанализируем зависимость фазового сдвига ФА сигнала φ от частоты F для различных значений параметров структуры. Из (12) видно, что если координата слоя пьезодатчика Z , с которого снимается сигнал, совпадает с Z_p ($Z = Z_p$, $n = \infty$), то фазовый сдвиг от частоты не зависит и равен $\varphi = \pi/4$. Если $Z = Z_u$ ($n = 0$), то фазовый сдвиг от частоты также не зависит и равен $\varphi = -(\pi/2)$. Если $Z_u < Z < Z_p$, то параметр $n < 0$ и фазовый сдвиг возрастает по величине с

увеличением частоты от $\varphi = \pi/4$ до $\varphi = \pi/2$. Если же Z больше Z_u и Z_p , то параметр $n > 0$ и фазовый сдвиг монотонно изменяется с ростом частоты от $\varphi = \pi/4$ до $\varphi = -(\pi/2)$. Обращает на себя внимание также и то, что $\text{tg } \varphi$ есть линейная функция от \sqrt{F} . Характерной здесь является точка обращения в нуль фазового сдвига. Это имеет место при частоте $f = f_0$, удовлетворяющей условию

$$\sqrt{\frac{\pi h^2}{D_T}} f_0 = n. \quad (13)$$

Определив экспериментальную частоту f_0 при известных упругих постоянных структуры (z_u и z_p) по (13), непосредственно можно найти коэффициент тепловой диффузии образца D_T и далее при известных c_1 и ρ_1 коэффициент теплопроводности χ .

Проанализируем зависимость амплитуды ФА сигнала от частоты для различных значений координаты слоя пьезодатчика, с которого снимается сигнал. При $Z = Z_u$ ($n = 0$) амплитуда ФА сигнала, как видно из (11), обратно пропорциональна частоте. Если же $Z = Z_p$, то $U \sim F^{-3/2}$. В структуре, для которой параметр $n \gg 1$, при низких частотах, при которых $n \gg \sqrt{F}$, также $U \sim F^{-3/2}$. С увеличением частоты, когда \sqrt{F} становится намного больше n , зависимость $U(F)$ переходит в $U \sim F^{-1}$.

Из амплитудно-частотных $U(F)$ и фазочастотных $\varphi(F)$ зависимостей ФА сигнала по формулам (11) и (12) в принципе можно определить некоторые параметры образца. Однако, учитывая зависимость U и φ от большого количества параметров образца и пьезопреобразователя, а также то, что на результаты измерений накладывається влияние реактивных параметров системы, определение параметров образца из этих зависимостей оказывается затруднительным. Более перспективным для этой цели представляется использование многослойного пьезодатчика, изготовленного из одного материала, так чтобы можно было измерять разность потенциалов независимо на каждом слое. Проанализируем возможности такой структуры на примере двухслойного датчика равной толщины слоев $h_2/2$. Координата первого от образца слоя пьезодатчика будет $Z_1 = (1 + 3H_1)/4$, а второго — $Z_2 = (3 + H_1)/4$. Отношение амплитуд U_1/U_2 и разности фаз ($\varphi_1 - \varphi_2$) ФА сигналов, снимаемых с этих слоев пьезодатчика, будут равны

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{Z_1 - Z_p}{Z_2 - Z_p} \sqrt{\frac{n_1^2 + (n_1 - \sqrt{F})^2}{n_2^2 + (n_2 - \sqrt{F})^2}}, \quad (14)$$

$$\text{tg}(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{n_1 - n_2}{2n_1n_2/\sqrt{F} + \sqrt{F} - (n_1 + n_2)}, \quad (15)$$

n_1 и n_2 — значения параметра n для первого и второго слоев пьезодатчика соответственно.

Как видно из (14), с увеличением частоты отношение (U_1/U_2) стремится к некоторой постоянной величине

$(U_1/U_2)_\Pi$, равной

$$(U_1/U_2)_\Pi = \frac{Z_1 - Z_p}{Z_2 - Z_p}. \quad (16)$$

Второй особенностью зависимости (U_1/U_2) от частоты является наличие экстремумов (максимумов и минимумов). Они имеют место при \sqrt{F}_e , равном

$$\sqrt{F}_e = (n_1 + n_2) \pm \sqrt{n_1^2 + n_2^2}. \quad (17)$$

На рис. 2 сплошными кривыми приведены зависимости (U_1/U_2) от частоты (\sqrt{f}) для стали У-8, свинца и цинка, рассчитанные по формуле (14), которые иллюстрируют отмеченные выше особенности. Отрицательные значения (U_1/U_2) означают, что сигналы, снимаемые с различных слоев пьезодатчика, находятся в противофазе.

Оценки показывают, что при разумных толщинах образца и пьезопреобразователя (порядка мм каждый) частотная зависимость (U_1/U_2) практически выходит на постоянную величину при частотах выше нескольких сотен Hz, что легко достижимо экспериментально. Измерив таким образом $(U_1/U_2)_\Pi$ и зная толщины образца и слоев пьезодатчика по (16), находим Z_p . А по известным упругим параметрам пьезодатчика из выражения для Z_p (6) определяем приведенный модуль Юнга E_Π материала образца.

Как видно из формулы (15), величина $\varphi_1 - \varphi_2 \equiv \Delta\varphi$ сложным образом зависит от частоты. На низких частотах $\Delta\varphi$ стремится к нулю. В области более высоких частот величина $\Delta\varphi$ может изменяться довольно сильно (от 0 до π) при изменении геометрических параметров n_1 и n_2 структуры. Параметры n_1 и n_2

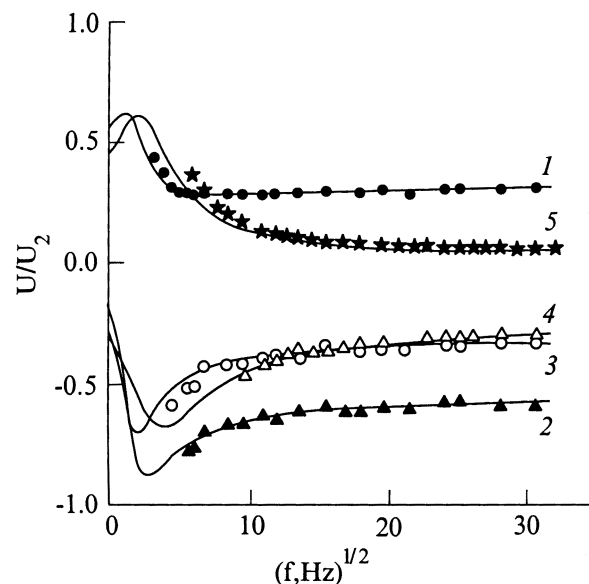


Рис. 2. Зависимости отношения амплитуд сигналов U_1/U_2 , снимаемых с различных слоев пьезодатчика, от частоты $f^{1/2}$. 1 — сталь; 2, 3 — Pb; 4, 5 — Zn; мм: 1 — 1.46, 2 — 1.51, 3 — 1.81, 4 — 1.13, 5 — 1.64.

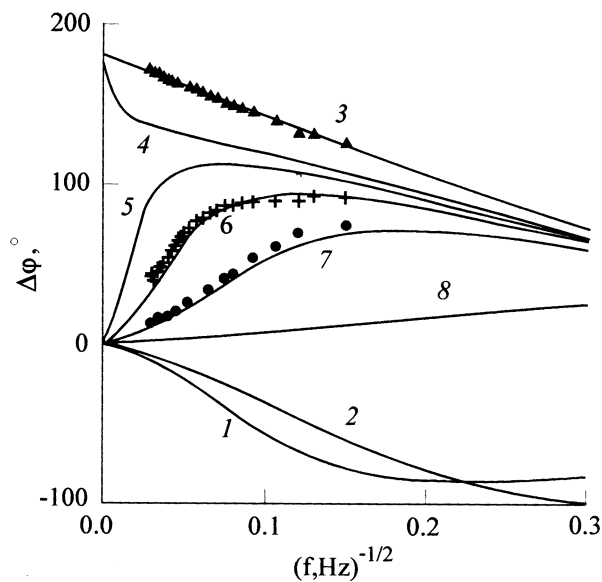


Рис. 3. Зависимости разности фаз сигналов $\Delta\varphi$, снимаемых с двух слоев пьезодатчика, от частоты $f^{-1/2}$ для Zn при H_1 : 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.48, 4 — 0.55, 5 — 0.56, 6 — 0.58, 7 — 0.6, 8 — 0.7.

для данного материала образца и одного и того же пьезопреобразователя могут быть изменены изменением толщины образца (H_1). На рис. 3 в качестве примера линиями приведены зависимости $\Delta\varphi$ от частоты ($1/\sqrt{f}$), рассчитанные по формуле 3 (15) для области относительно высоких частот для структуры Zn (образец)–ЦТС-19 (пьезопреобразователь) при различных относительных толщинах образца. Видно, что при некоторых толщинах образца на зависимостях $|\Delta\varphi|$ от частоты наблюдается максимум. Он имеет место при

$$F = 2n_1n_2. \quad (18)$$

Заметим, что максимум на зависимостях $\Delta\varphi$ от частоты наблюдается при таких значениях H_1 , при которых $n_{1,2} > 0$. Особыми точками на зависимостях $\Delta\varphi$ от частоты являются также значения частот, при которых $|\Delta\varphi| = \pi/2$. Это имеет место при

$$(\sqrt{F})_{1,2} = \frac{1}{2} \left(n_1 + n_2 \pm \sqrt{n_1^2 + n_2^2 - 6n_1n_2} \right). \quad (19)$$

Отметим еще одну особенность зависимости $\Delta\varphi$ от F . При значениях параметров структуры $n_{1,2}$, немного превышающих единицу, в области частот, при которых $\sqrt{F} \gg 2n_1n_2$, как видно из (15),

$$\text{tg}(\Delta\varphi) \cong \frac{n_1 - n_2}{\sqrt{F}}. \quad (20)$$

В этой области частот $\text{tg}(\Delta\varphi)$ есть линейная функция от $1/\sqrt{F}$. Каждая из этих особенностей частотной зависимости разности фаз сигналов, снимаемых с двух

частей пьезопреобразователя, позволяет определить коэффициент тепловой диффузии материала D_T , если известны параметры структуры $n_{1,2}$. Таким образом, отмеченные особенности фототермоакустического эффекта в твердых телах с регистрацией ФА сигнала двухслойным пьезодатчиком позволяют определить по крайней мере приведенный модуль Юнга и коэффициент тепловой диффузии материалов.

Экспериментальные исследования были выполнены на образцах из стали У-8, цинка и свинца. Пьезодатчик состоял из двух слоев пьезокерамики ЦТС-19 толщиной 0.6 mm каждый. Упругие постоянные пьезодатчика были измерены по методике, описанной в [8], и оказались равными $E = 6 \cdot 10^{10} \text{ N/M}^2$, $\sigma = 0.42$. Эти значения использовались при расчетах. Исследуемые образцы и пьезодатчик имели форму плоскопараллельных дисков одинакового диаметра, равного 15 mm. Было приготовлено по два образца из стали У-8 и свинца (Pb) и три из цинка (Zn). Толщины образцов были: У-8 — $h_1 = 0.7, 1.46 \text{ mm}$; Pb — $h_1 = 1.51, 1.81 \text{ mm}$; Zn — $h_1 = 1.13, 1.64, 1.79 \text{ mm}$. Образцы облучались модулированным излучением лазера ЛГ-38 ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$). Модуляция осуществлялась механическим прерывателем. Поверхность образцов освещалась равномерно, для чего луч лазера расширялся. Исследования проводились в частотном диапазоне 30–1000 Hz. Измерялись частотные зависимости амплитуды и фазового сдвига ФА сигнала, снимаемого с каждого слоя пьезопреобразователя в отдельности.

Результаты экспериментальных исследований для некоторых образцов представлены на рис. 2–5 значками. Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, были определены $(U_1/U_2)_\Pi$ для каждого из образцов, которые были использованы для определения приведенных модулей Юнга исследуемых материалов, по схеме, описанной

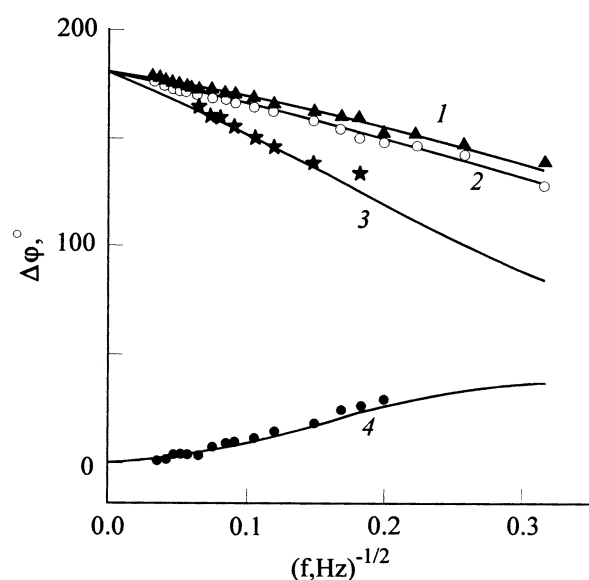


Рис. 4. Зависимости разности фаз сигналов $\Delta\varphi$, снимаемых с двух слоев пьезодатчика, от частоты $f^{-1/2}$ для Pb (1, 2) и стали У-8 (3, 4). мм: 1 — 1.51, 2 — 1.81, 3 — 0.7, 4 — 1.46.

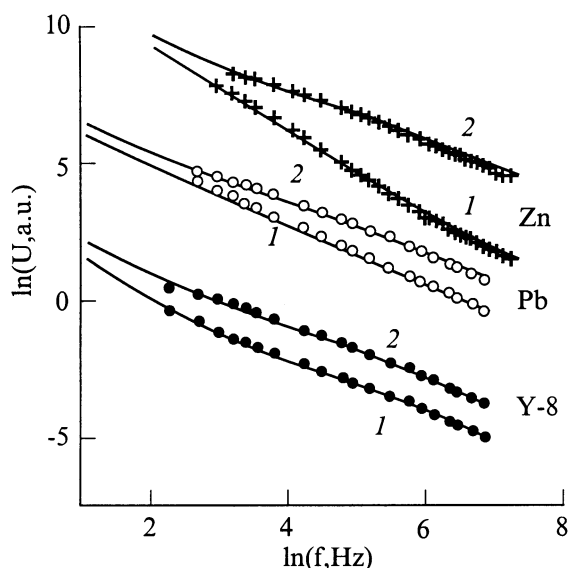


Рис. 5. Зависимости амплитуд сигналов ($\ln U$), снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика, от частоты ($\ln f$) для Pb ($h_1 = 1.81$ mm), Zn ($h_1 = 1.64$ mm) и стали У-8 ($h_1 = 1.46$ mm).

выше. Были получены следующие значения приведенного модуля Юнга E_{Π} : для стали У-8 $E_{\Pi} = 27 \cdot 10^{10}$ N/M², ($26-33 \cdot 10^{10}$ N/M²), для Pb $E_{\Pi} = 3.4 \cdot 10^{10}$ N/M² ($1.3-4.0 \cdot 10^{10}$ N/M²), для Zn $E_{\Pi} = 10.6 \cdot 10^{10}$ N/M² ($11-12 \cdot 10^{10}$ N/M²). В скобках приведены значения E_{Π} , рассчитанные по справочным данным [9,10].

Эти значения E_{Π} в дальнейшем использовались для определения коэффициента тепловой диффузии D_T . Коэффициент D_T определялся из экспериментальных зависимостей $\Delta\varphi$ от частоты, представленных на рис. 3 и 4: либо в области относительно высоких частот с использованием приближенной формулы (20), либо по частотам, при которых $\Delta\varphi = \pi/2$ по формуле (19). Были получены следующие значения: У-8 — $D_T = 13.9 \cdot 10^{-6}$ M²/s ($13.7 \cdot 10^{-6}$ M²/s); Pb — $D_T = 25.6 \cdot 10^{-6}$ M²/s ($23.8 \cdot 10^{-6}$ M²/s); Zn — $D_T = 40.5 \cdot 10^{-6}$ M²/s ($36.8-41.9 \cdot 10^{-6}$ M²/s). В скобках приведены значения D_T , рассчитанные по справочным данным [9,10]. Видно, что найденные из исследований фототермоакустического эффекта значения E_{Π} и D_T хорошо согласуются с литературными данными. Полученные экспериментальные значения E_{Π} и D_T использовались для всех теоретически рассчитанных зависимостей, представленных на рис. 2–5 сплошными линиями.

На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе приведены теоретические (кривые), рассчитанные по формуле (11), и экспериментальные (значки) зависимости амплитуды ФА сигналов (U) в относительных единицах, снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика (1 и 2 соответственно), от частоты f для некоторых образцов стали У-8, Pb и Zn. Привязка экспериментальных данных

к теоретическим осуществлялась по кривым 1 в точках с частотой $f = 460$ Hz.

Сопоставляя всю совокупность полученных в работе результатов экспериментальных исследований и теоретических расчетов, можно утверждать, что они находятся в хорошем согласии между собой.

Таким образом, в работе теоретически и экспериментально исследован фототермоакустический эффект в твердых телах с пьезоэлектрической регистрацией тепловых волн. Анализ теоретических зависимостей для амплитуды и фазового сдвига ФА сигнала показал, что они существенно зависят от соотношения толщин образца и пьезодатчика. Предложен метод регистрации ФА сигнала составным пьезодатчиком. Показано, что при регистрации ФА сигнала двухслойным пьезодатчиком из амплитудно-частотных и фазочастотных зависимостей ФА сигнала могут быть определены приведенный модуль Юнга и коэффициент тепловой диффузии образца. Эксперимент выполнен на образцах из стали У-8, свинца и цинка. Получено хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими расчетами и литературными данными.

Список литературы

- [1] *Rozenzweig A.* Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. New York: John Wiley and Sons, 1980. 310 p.
- [2] *Жаров В.П., Летохов В.С.* Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
- [3] *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [4] *Jachson W., Amer N.M.* // Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 6. P. 3343–3353.
- [5] *Гуллев Ю.В., Морозов А.И., Раевский В.Ю.* // Акуст. журн. 1985. Т. 31. Вып. 4. С. 469–474.
- [6] *Андрусенко Д.А., Кучеров И.Я.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 75–79.
- [7] *Коваленко А.Д.* Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975. 216 с.
- [8] *Материалы пьезокерамические. Методы испытаний.* М.: Гос. ком. СССР по стандартам, 1980. 30 с.
- [9] *Кэй Дж., Лэби Т.* Таблицы физических и химических постоянных. М.: Физматгиз, 1962. 248 с.
- [10] *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.