АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 2, с. 231–237

УДК 534.2:539.2

ФОТОТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ТВЕРДОЕ ТЕЛО–ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

© 2004 г. В. В. Козаченко, И. Я. Кучеров

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, физический факультет
Украина 03127, Киев, пр. Глушкова 2, корп. 1
E-mail: victorc@univ.kiev.ua

Поступила в редакцию 22.01.2003 г.

Приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования фототермоакустических колебаний в структуре изотропное твердое тело–пьезоэлектрический кристалл класса 6mm (или пьезокерамика) в виде тонкой пластины. Найдены выражения для разности потенциалов на произвольном слое пьезодатчика. Для случая двухслойного пьезодатчика выполнен анализ амплитудно-частотных и фазово-частотных зависимостей. Показано, что из этих экспериментальных зависимостей могут быть определены некоторые упругие и тепловые параметры твердого тела. Эксперимент выполнен на образцах Cu, Zn и пьезокерамике ЦТС-19 в частотном интервале 9–1000 Гц. Из экспериментальных данных определены приведенный модуль Юнга и коэффициент тепловой диффузии исследуемых материалов.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к акустическим исследованиям с бесконтактным возбуждением акустических колебаний и волн, в которых используется фототермоакустический (ФТА) эффект [1–3]. ФТА-эффект заключается в следующем: вещество облучается модулированным потоком света; свет, поглощаясь, греет вещество, и в нем и окружающем его газе возбуждаются тепловые волны; температурное поле тепловых волн в них, вследствие термоупругого эффекта, генерирует акустические колебания и волны. Особенностью ФТА-эффекта является зависимость получаемой информации от метода регистрации акустических колебаний. Одним из наиболее чувствительных методов регистрации ФТА сигнала является пьезоэлектрический [1]. Для акустических исследований твердых тел перспективным является ФТА-эффект в пластинах [4–8]. Задача ФТА-эффекта в пластинах с пьезоэлектрической регистрацией в общем случае довольно сложна, поэтому решена она только для частных случаев [4–6]. Условиям эксперимента более всего отвечает задача, рассмотренная в [6]. Однако в этой работе рассмотрен случай сильного затухания тепловых волн, когда тепловая волна не доходит до пьезодатчика. Это накладывает определенные ограничения на частоту тепловых волн и толщину образца – толщина образца должна быть больше длины тепловой диффузии. Ограничение на толщину особенно нежелательно, поскольку часто объектами исследований являются тонкие слоистые структуры. Наиболее распространенным материалом пьезодатчиков является пьезокерамика, а она – сильный пироэлектрик. Поэтому, если тепловая волна доходит до пьезодатчика, то необходимо учитывать пироэлектрический эффект. Все отмеченное выше свидетельствует, что задача о ФТА-эффекте в пластине с пьезоэлектрической регистрацией акустических колебаний без ограничений на толщину исследуемого объекта по отношению к длине тепловой диффузии является довольно актуальной. Теоретическому и экспериментальному исследованию этого вопроса и посвящена данная работа.

Рассмотрим слоистую структуру изотропное твердое тело–пьезоэлектрический кристалл класса 6 mm (или пьезокерамика) в виде пластины, ограниченной двумя плоскостями $z = 0$, h ($h = h_1 + h_2$) и цилиндрической боковой поверхностью с замкнутой направляющей (рис. 1). Образец исследуемого вещества (*1*) имеет толщину h_1; пьезоэлектрический кристалл (*2*) – h_2, по термомеханическим свойствам будем считать его изотропным. Полярная ось пьезокристалла совпадает с осью Z.

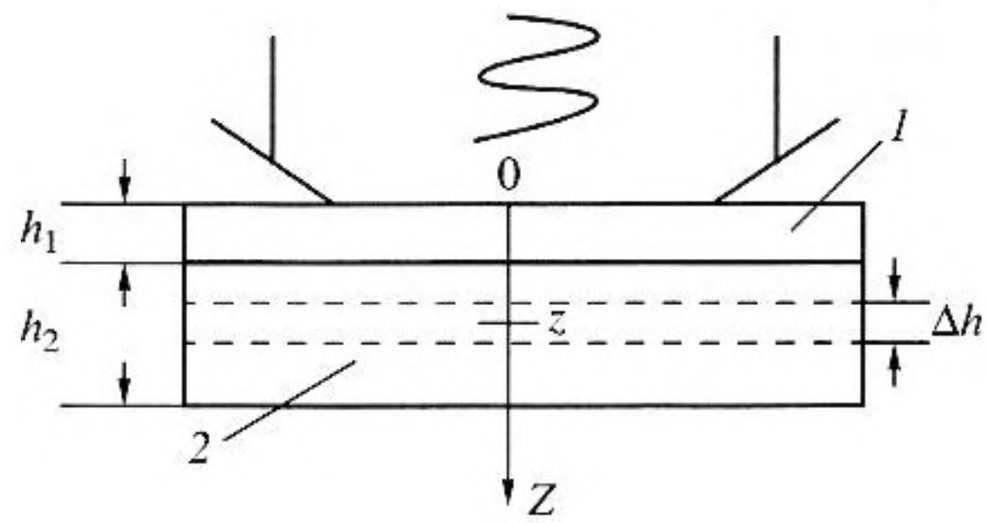

Рис. 1. Геометрия задачи.

Поверхность образца ($z = 0$) равномерно освещается модулированным световым потоком

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

где P_0 – интенсивность света, ω – циклическая частота модуляции.

Рассмотрим случай сильного поглощения света исследуемым веществом ($\alpha h_1 \gg 1$, α – коэффициент поглощения света для исследуемого вещества). Свет поглощается, температура поверхности образца изменяется пропорционально поглощенной световой энергии, генерируются тепловые волны, которые распространяются в направлении оси Z. Вследствие термоупругого эффекта в системе возбуждаются акустические колебания. Рассмотрим относительно низкие частоты модуляции света, при которых длина акустических волн намного больше характерных размеров пластины (квазистатическое приближение), и пластину будем считать тонкой. В этом случае отличными от нуля будут компоненты тензора упругих напряжений T_{11} и T_{22}. Поскольку по упругим и тепловым свойствам составляющие структуры считаются изотропными, то $T_{11} = T_{22} \equiv T$, и для рассматриваемой структуры они могут быть представлены в виде [9]

$$T = E_n(C_1 - C_2 z - \alpha_T\theta), \tag{2}$$

где $E_n = \dfrac{E}{1-\sigma}$, α_T и θ – приведенный модуль Юнга (E – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона), линейный коэффициент теплового расширения и температура образца (пьезодатчика) соответственно; C_1 и C_2 – постоянные, которые определяются из граничных условий.

Акустические колебания в пластине приводят к возникновению в пьезоэлектрике электрической поляризации. Кроме того, поскольку рассматриваемый пьезоэлектрик является пироэлектриком, то тепловая волна в нем приведет еще и к возникновению пироэлектрического поля. Нормальная составляющая электрической индукции D_z в пьезоэлектрике для рассматриваемого случая будет определяться

$$D_z = \varepsilon_{33}E_z + 2d_{31}T_n + p\theta_n, \tag{3}$$

где ε_{33}, d_{31} и p – диэлектрическая проницаемость, пьезомодуль и пироэлектрическая постоянная вещества пьезоэлектрика соответственно; T_n и θ_n – упругое напряжение и температура в пьезоэлектрике.

Рассчитаем разницу потенциалов $\hat{U}$ в слое пьезоэлектрика толщиной Δh с координатой z (рис. 1), которая является мерой возникающих акустических колебаний

$$\hat{U} = -\int\limits_{z-\frac{\Delta h}{2}}^{z+\frac{\Delta h}{2}} E_z dz. \tag{4}$$

Поскольку внешние электрические поля отсутствуют и нормальная составляющая индукции электрического поля непрерывна, то $D_z = 0$. Из этого условия, используя (3), находим

$$E_z = -\frac{2d_{31}}{\varepsilon_{33}}T_n - \frac{p}{\varepsilon_{33}}\theta_n. \tag{5}$$

Найдем распределение переменной составляющей температуры θ в исследуемой структуре. Для этого необходимо решить уравнения теплопроводности совместно с соответствующими граничными условиями.

Уравнения теплопроводности в комплексном виде для образца и пьезоэлектрика и граничные условия (непрерывность теплового потока и температуры) следующие [1].

Уравнения теплопроводности:

для образца

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} - \frac{c\rho}{\chi}\frac{\partial\theta}{\partial t} = -\frac{\alpha P_0}{2\chi}e^{-\alpha z}e^{i\omega t}, \tag{6}$$

для пьезоэлектрика

$$\frac{\partial^2\theta_n}{\partial z^2} - \frac{c_n\rho_n}{\chi_n}\frac{\partial\theta_n}{\partial t} = 0. \tag{7}$$

Граничные условия (пренебрежем тепловым потоком в окружающую среду)

$$\left.\frac{\partial\theta}{\partial z}\right|_{z=0} = 0, \quad \chi\left.\frac{\partial\theta}{\partial z}\right|_{z=h_1} = \chi_n\left.\frac{\partial\theta_n}{\partial z}\right|_{z=h_1},$$
$$\theta|_{z=h_1} = \theta_n|_{z=h_1}, \quad \left.\frac{\partial\theta_n}{\partial z}\right|_{z=h_1+h_2} = 0, \tag{8}$$

где c, ρ, χ и c_n, ρ_n, χ_n – удельная теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности образца и пьезоэлектрика соответственно. Полагаем, что вся поглощенная образцом световая энергия идет на его нагревание.

Решением уравнения (6) будет

$$\theta = (\theta_{11}e^{\gamma z} + \theta_{12}e^{-\gamma z} - \theta_{13}e^{-\alpha z})e^{i\omega t},$$
$$\theta_{13} = \frac{\alpha P_0}{2\chi(\alpha^2 - \gamma^2)}, \tag{9}$$

а уравнения (7)

$$\theta_n = (\theta_{21}e^{-\gamma_n(z-h_1)} + \theta_{22}e^{\gamma_n(z-h_1)})e^{i\omega t}. \tag{10}$$

Коэффициенты θ_{11}, θ_{12}, θ_{21}, θ_{22} находятся из граничных условий (8). Они сложным образом зависят от тепловых и геометрических параметров структуры и от частоты модуляции светового потока. Для случая, когда тепло до поверхности $z = h_1 + h_2$ не доходит, то есть тепловая волна полностью затухает в структуре ($\theta_n(h_1 + h_2) = 0$), этот случай в дальнейшем и рассмотрим, выражения для θ_{mn} упрощаются, и они принимают следующие значения:

$$\theta_{11} = \frac{\alpha(1-b)e^{-\gamma h_1}}{2\gamma s}\theta_{13}, \quad \theta_{12} = \frac{\alpha(1+b)e^{\gamma h_1}}{2\gamma s}\theta_{13},$$
$$\theta_{21} = \frac{\alpha\theta_{13}}{\gamma s}, \quad \theta_{22} = 0, \tag{11}$$

$$b = \frac{\gamma_n\chi_n}{\gamma\chi}, \quad s = \mathrm{sh}(\gamma h_1) + b\,\mathrm{ch}(\gamma h_1),$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{c\rho\omega}{2\chi}}(1+i), \quad \gamma_n = \sqrt{\frac{c_n\rho_n\omega}{2\chi_n}}(1+i).$$

Подставляя (10) в (5), с учетом (2) и (11), находим разность потенциалов $\hat{U}$ в слое Δh пьезоэлектрика

$$\hat{U} = \frac{2d_{31}E_{nn}}{\varepsilon_{33}}\Bigg\{(C_1 - C_2 z)\Delta h -$$
$$-\frac{2\alpha_{Tn}\theta_{21}}{\gamma_n}\left(1 - \frac{p}{2d_{31}E_{nn}\alpha_{Tn}}\right)e^{-\gamma_n(z-h_1)}\mathrm{sh}\left(\gamma_h\frac{\Delta h}{2}\right)\Bigg\}, \tag{12}$$

где E_{mn}, α_{Tn} – приведенный модуль Юнга и линейный коэффициент теплового расширения пьезоэлектрика соответственно.

Здесь и далее временной член опускается.

Постоянные C_1 и C_2 найдем из следующих граничных условий: равенство нулю равнодействующего усилия и равнодействующего момента, приходящихся на единицу длины контура структуры [9]

$$\int_0^h T dz = 0, \quad \int_0^h T z dz = 0. \tag{13}$$

Подставляя (2) в (13) с учетом (9), (10) и (11), а также того, что $\alpha \gg \gamma$, находим

$$C_1 - C_2 z = \frac{\alpha_T E_0 h P_0 (Z - Z_p)\left(\frac{2q}{\gamma h}n - \psi\right)}{2\chi s(\gamma h)^2 (Z_p - Z_u)[1 + (E_0 - 1)H_1]}, \tag{14}$$

$$Z_p = \frac{2}{3}\frac{1 + (E_0 - 1)H_1^3}{1 + (E_0 - 1)H_1^2}, \quad Z_u = \frac{1}{2}\frac{1 + (E_0 - 1)H_1^2}{1 + (E_0 - 1)H_1}, \tag{15}$$

$$q = b\,\mathrm{sh}(\gamma h_1) + \mathrm{ch}(\gamma h_1) - 1 - b\gamma h_1 + \frac{\alpha_0 D_0}{E_0}(\gamma_n h_1 + 1),$$

$$\psi = \mathrm{sh}(\gamma h_1) + b\,\mathrm{ch}(\gamma h_1) - b + \frac{\alpha_0\sqrt{D_0}}{E_0},$$

$$n = \frac{Z - Z_u}{2Z_u(Z - Z_p)}, \quad E_0 = \frac{E_n}{E_{nn}}, \quad \alpha_0 = \frac{\alpha_{Tn}}{\alpha T}, \quad D_0 = \frac{D_{Tn}}{D_T},$$

$$Z = \frac{z}{h}, \quad H_1 = \frac{h_1}{h},$$

где $D_T = \frac{\chi}{c\rho}$, $D_{Tn} = \frac{\chi_n}{c_n\rho_n}$ – коэффициенты тепловой диффузии (температуропроводность) образца и пьезоэлектрика соответственно. Нетрудно показать, что геометрические параметры Z_p и Z_u есть не что иное, как нормированные на h координаты нейтральных плоскостей: Z_p – при поверхностном растяжении, а Z_u – при чистом изгибе исследуемой структуры.

Подставляя (14) в (12) для $\hat{U}$ окончательно получаем

$$\hat{U} = U_m\{G_1 + G_2\}, \tag{16}$$

$$G_1 = (Z - Z_p)\left(\frac{2q}{\gamma h}n - \psi\right)\Delta H,$$

$$G_2 = \frac{\sqrt{D_0}Z_0}{\alpha_T E_n}\left(\frac{p}{d_{31}} - 2\alpha_{Tn}E_{nn}\right)e^{-\gamma_n(z-h_1)}\mathrm{sh}\left(\gamma_n\frac{\Delta h}{2}\right),$$

$$Z_0 = (Z_p - Z_u)[1 + (E_0 - 1)H_1], \quad \Delta H = \frac{\Delta h}{h},$$

$$U_m = \frac{d_{31}\alpha_T E_n P_0}{\varepsilon_{33}\chi\gamma^2 Z_0[\mathrm{sh}(\gamma h_1) + b\,\mathrm{ch}(\gamma h_1)]}.$$

Первое слагаемое в (16) (G_1) обусловлено термоупругими деформациями пьезоэлектрика (пьезоэлектрическая часть), а второе (G_2) – его нагревом (пироэлектрическая часть).

Анализ выражения (16) показывает, что когда тепловая волна полностью затухает в образце $\gamma h_1 \gg 1$ (до пьезопреобразователя не доходит), определяющим является первое слагаемое в (16), и напряжение $\hat{U}$ прямо пропорционально термоупругому коэффициенту ($\alpha_T E_n$) исследуемого вещества. Это означает, что при фиксированных параметрах света (P_0, ω) амплитуда акустических колебаний в заданной структуре будет в основном определяться термоупругими свойствами образца.

Пироэлектрическая часть электрического напряжения состоит из двух слагаемых: первое обусловлено истинным пироэлектрическим эф-

фектом, второе – вторичным пироэлектрическим эффектом.

В зависимости от координаты Z слоя, с которого снимается электрический сигнал, по отношению к Z_p, пьезоэлектрическая часть сигнала (G_1) может быть: $G_1 > 0$, когда $Z > Z_p$; $G_1 < 0$, когда $Z < Z_p$; $G_1 = 0$, когда $Z = Z_p$. В последнем случае ФТА-сигнал будет определяться только пироэлектрическим эффектом.

Рассмотрим случай двухслойного пьезопреобразователя, предложенный в [6]. При одинаковой толщине слоев пьезопреобразователя $\frac{h_2}{2}$ для отношения напряжений, снимаемых с этих слоев, получим

$$\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2} = \frac{(Z_1 - Z_p)\left(\frac{2q}{\gamma h}n_1 - \psi\right)\frac{H_2}{2} + G_0\left(1 - e^{-\frac{\gamma_n h_2}{2}}\right)}{(Z_2 - Z_p)\left(\frac{2q}{\gamma h}n_2 - \psi\right)\frac{H_2}{2} + G_0 e^{-\frac{\gamma_n h_2}{2}}}, \quad (17)$$

$$G_0 = \frac{\sqrt{D_0}Z_0}{2\alpha_T E_n}\left(\frac{p}{d_{31}} - 2\alpha_{Tn}E_{зп}\right), \quad H_2 = \frac{h_2}{h},$$

$\hat{U}_1$, $\hat{U}_2$, Z_1, Z_2, n_1 и n_2 – соответствующие величины для первого от образца (подстрочный индекс 1) и второго (подстрочный индекс 2) слоев пьезопреобразователя.

В (17) учтено, что тепловая волна полностью затухает в исследуемой структуре (не достигает поверхности $z = h$). Из (17) видно, что при относительно высоких частотах модуляции, когда тепловая волна не достигает пьезодатчика, вторые слагаемые в числителе и знаменателе стремятся к нулю, $q = \psi = 1$ и выражение (17) переходит в

$$\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2} = \frac{(Z_1 - Z_p)\left(\frac{2n_1}{\gamma h} - 1\right)}{(Z_2 - Z_p)\left(\frac{2n_2}{\gamma h} - 1\right)}, \quad (18)$$

которое совпадает с результатами работы [6], где только этот случай и рассматривался. При относительно низких частотах, когда тепловая волна доходит до пьезодатчика, на ФТА-сигнал влияет также пироэлектрический эффект и соотношение $\left(\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2}\right)$ сильно изменяется с частотой.

Из (16) видно, что для случая, который рассматривается, имеет место довольно сложная для анализа зависимость $\left(\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2}\right)$ от параметров структуры и частоты модуляции света. Однако для конкретной структуры амплитудно-частотная и фазово-частотная зависимости ФТА-сигнала могут быть рассчитаны численными методами.

Проанализируем некоторые частные случаи.

1. Исследуемое вещество хорошо проводит тепло (это в основном металлы), $\gamma\chi \gg \gamma_n\chi_n$ – тепловая волна практически полностью отражается от пьезопреобразователя (тепло в пьезопреобразователь практически не проникает). В этом случае выражение (17) принимает вид

$$\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2} = \frac{(Z_1 - Z_p)\left(\frac{2(\mathrm{ch}(\gamma h_1) - 1)}{\gamma h}n_1 - \mathrm{sh}(\gamma h_1)\right)}{(Z_2 - Z_p)\left(\frac{2(\mathrm{ch}(\gamma h_1) - 1)}{\gamma h}n_2 - \mathrm{sh}(\gamma h_1)\right)}. \quad (19)$$

Из (19) находим отношение амплитуд $\left(\frac{U_1}{U_2}\right)$ сигналов, которые снимаются с отдельных слоев пьезопреобразователя, и разность фаз ($\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$) между ними

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{Z_1 - Z_p}{Z_2 - Z_p}\sqrt{\frac{(m\,\mathrm{sh}\beta - n_1)^2 + (m\sin\beta - n_1)^2}{(m\,\mathrm{sh}\beta - n_2)^2 + (m\sin\beta - n_2)^2}}, \quad (20)$$

$$\mathrm{tg}(\Delta\varphi) = \frac{m(\mathrm{sh}\beta - \sin\beta)(n_1 - n_2)}{2n_1n_2 + m^2(\mathrm{sh}^2\beta + \sin^2\beta) - m(\mathrm{sh}\beta + \sin\beta)(n_1 + n_2)},$$

$$m = \frac{(\mathrm{ch}\beta - \cos\beta)\sqrt{F}}{(\mathrm{ch}\beta\cos\beta - 1)^2 + (\mathrm{sh}\beta\sin\beta)^2}, \quad \beta = H_1\sqrt{F}, \quad (21)$$

$F = \frac{\pi h^2}{D_T}f$ – безразмерная частота, $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

Анализ выражений (20) и (21) показывает, что при относительно высоких частотах $\frac{1}{\sqrt{F}} \ll 1$ ($\beta \gg 1$) отношение амплитуд $\left(\frac{U_1}{U_2}\right)$ и тангенс разницы фаз ($\mathrm{tg}(\Delta\varphi)$) описываются приблизительно линейными зависимостями от $\frac{1}{\sqrt{F}}$.

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{(Z_1 - Z_p)}{(Z_2 - Z_p)}\left(1 - (n_1 - n_2)\frac{1}{\sqrt{F}}\right), \quad (22)$$

$$\mathrm{tg}(\Delta\varphi) = \frac{n_1 - n_2}{\sqrt{F}}. \quad (23)$$

Эти особенности амплитудно-частотной $\frac{U_1}{U_2}\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right)$ и фазово-частотной $\mathrm{tg}(\Delta\varphi)\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right)$ зависимостей ФТА-сигнала при относительно высо-

ких частотах могут быть использованы для определения некоторых упругих и тепловых параметров вещества образца, в частности приведенного модуля Юнга E_n и коэффициента тепловой диффузии D_T. Действительно, экстраполируя экспериментальную зависимость $\frac{U_1}{U_2}\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right)$ в область $\frac{1}{\sqrt{F}} \longrightarrow 0$, находим величину $\frac{(Z_1 - Z_p)}{(Z_2 - Z_p)}$, а значит и Z_p. А из выражения (15) для Z_p, при известных геометрических параметрах структуры и приведенном модуле Юнга пьезопреобразователя, находим E_n. Определив таким образом E_n, из углового коэффициента зависимости (22) или зависимости (23) можно найти коэффициент тепловой диффузии D_T вещества образца.

2. Тепловые и упругие свойства исследуемого вещества и пьезопреобразователя близки между собой (это в основном диэлектрики): D_0, α_0, $E_0 \approx 1$. В этом случае выражение (17) переходит в

$$\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2} = \frac{\left(Z_1 - \frac{2}{3}\right)\left(\frac{2n_1}{\gamma h} - 1\right)\frac{H_2}{2} - G_{i0}\left(1 - e^{-\frac{\gamma h_2}{2}}\right)e^{-\frac{\gamma h_1}{2}}}{\left(Z_2 - \frac{2}{3}\right)\left(\frac{2n_2}{\gamma h} - 1\right)\frac{H_2}{2} + G_{i0}e^{-\gamma\left(h_1 + \frac{h_2}{2}\right)}}, \quad (24)$$

$$G_{i0} = \frac{1}{6}\left(\frac{p}{2d_{31}\alpha_{Tn}E_{зn}} - 1\right).$$

Для частного случая, когда образец и пьезодатчик из пьезокерамики ЦТС-19, которая часто используется на практике, и толщина образца и слоев пьезодатчика порядка 1 мм, величины $e^{-\gamma h_{1,2}}$, начиная с частот порядка единиц герц, пренебрежимо малы. И для этого случая получаем:

$$\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2} = -\left(\frac{4}{\gamma h} - 1\right)^{-1}. \quad (25)$$

Из (25) находим:

$$\frac{U_1}{U_2} = -\sqrt{\frac{F}{4 + (2 - \sqrt{F})^2}}, \quad (26)$$

$$\mathrm{tg}(\Delta\varphi) = \frac{2}{2 - \sqrt{F}}. \quad (27)$$

Из (26) и (27) видно, что если образец и пьезопреобразователь одно и то же вещество и слои пьезодатчика и образца равной толщины, то амплитудно-частотная (26) и фазово-частотная (27) зависимости не зависят от упругих параметров вещества, а определяются только коэффициентом тепловой диффузии. И только этот параметр может быть определен экспериментально.

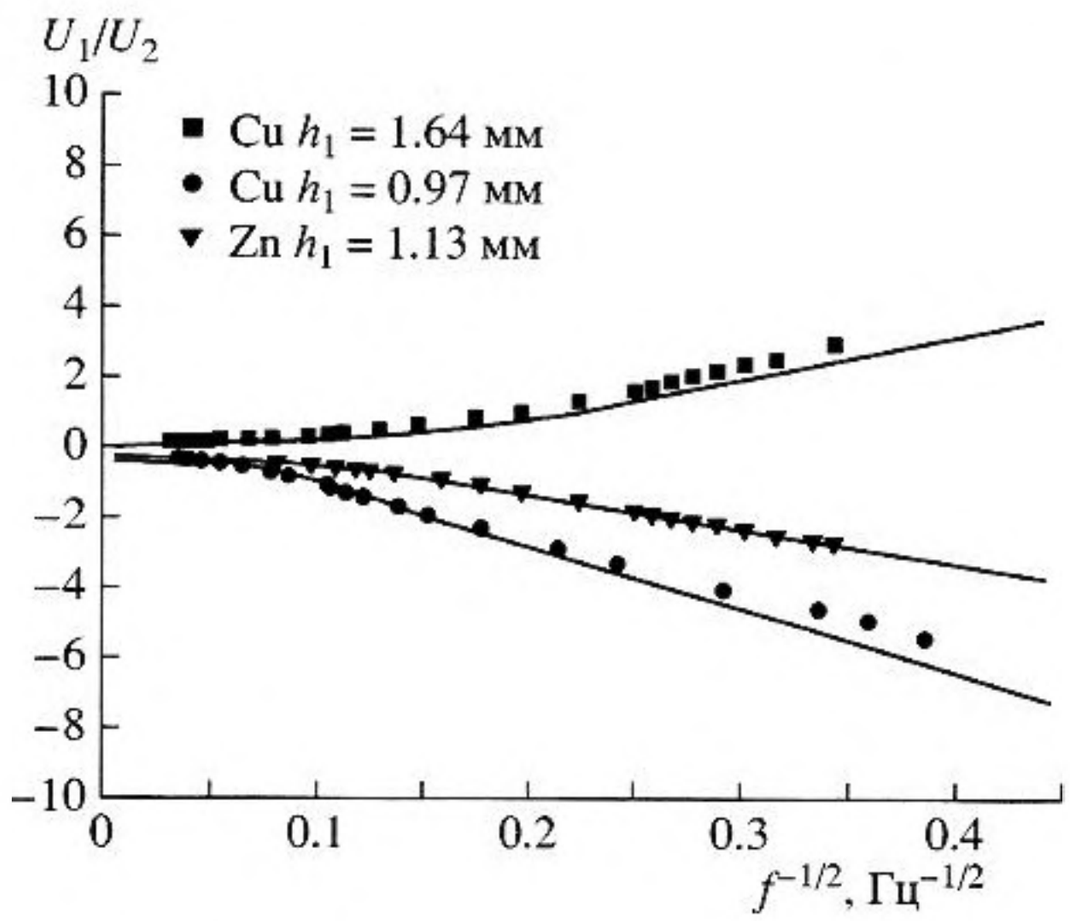

Рис. 2. Зависимость отношения амплитуд $\left(\frac{U_1}{U_2}\right)$ сигналов, снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика, от обратного корня из частоты ($f^{-1/2}$) для Cu и Zn: значки – эксперимент; сплошные линии – теория.

Для случая относительно высоких частот $\left(\frac{1}{\sqrt{F}} \ll 1\right)$ выражения (26) и (27) переходят в

$$\frac{U_1}{U_2} = -\left(1 + \frac{2}{\sqrt{F}}\right), \quad (28)$$

$$\mathrm{tg}(\Delta\varphi) = -\frac{2}{\sqrt{F}}. \quad (29)$$

Экспериментальные исследования проведены на образцах Cu, Zn и пьезокерамике ЦТС-19. Пьезодатчик состоял из двух одинаковых слоев пьезокерамики ЦТС-19 толщиной 0.6 мм каждый. Образцы и пьезодатчик имели форму плоскопараллельных шайб диаметром 15 мм. Толщины образцов были: Cu – 0.97 и 1.64 мм; Zn – 1.13 мм; ЦТС-19 – 0.6 мм. Поверхность образца равномерно освещалась модулированным потоком света: в области низких частот модуляции (до 100 Гц) от 25 светодиодов (λ = 700 нм), размещенных на параболической поверхности; в области больших частот – от лазера (λ = 687 нм). Модуляция излучения светодиодов проводилась путем изменения силы тока, протекающего через них, а лазера – электромеханическим прерывателем. Исследования проводились в частотном интервале 9–1000 Гц. Исследовались отношения амплитуд $\left(\frac{U_1}{U_2}\right)$ и разности фаз ($\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$) сигналов, снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика в зависимости от частоты модуляции света (f). Информа-

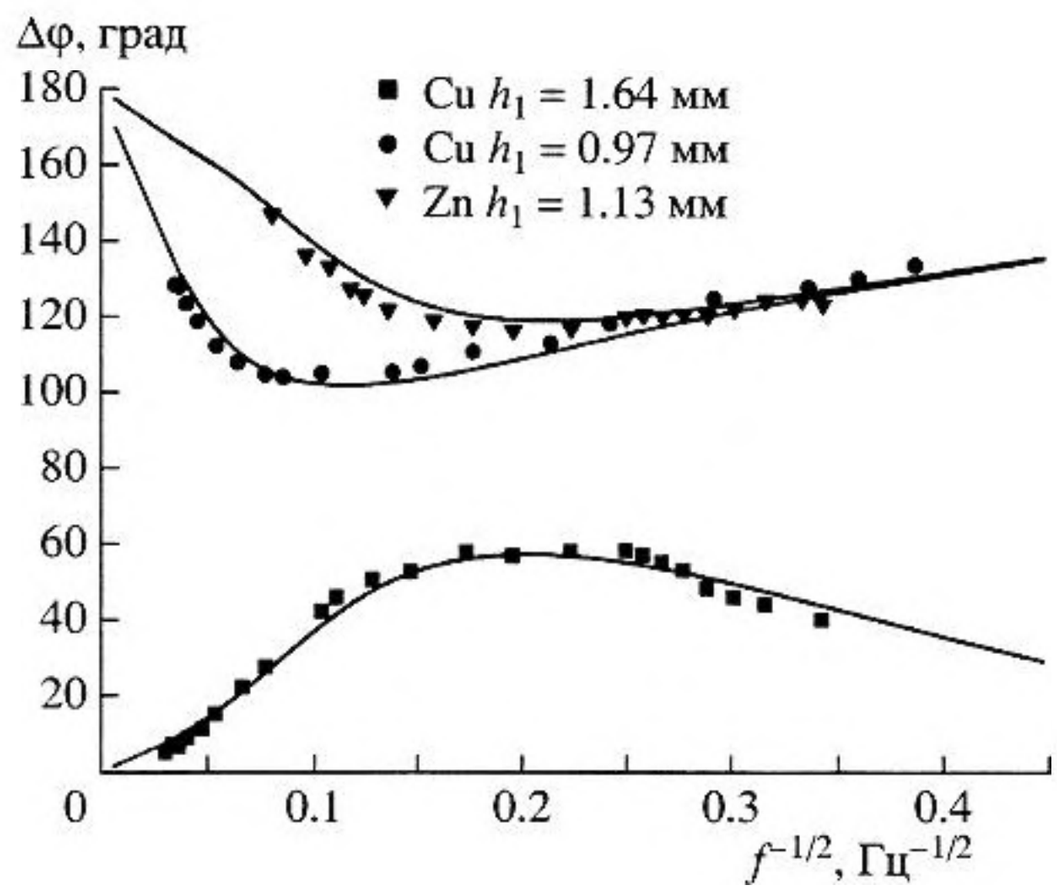

Рис. 3. Зависимость разности фаз (Δφ) сигналов, снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика, от обратного корня из частоты ($f^{-1/2}$) для Cu и Zn: значки – эксперимент; сплошные линии – теория.

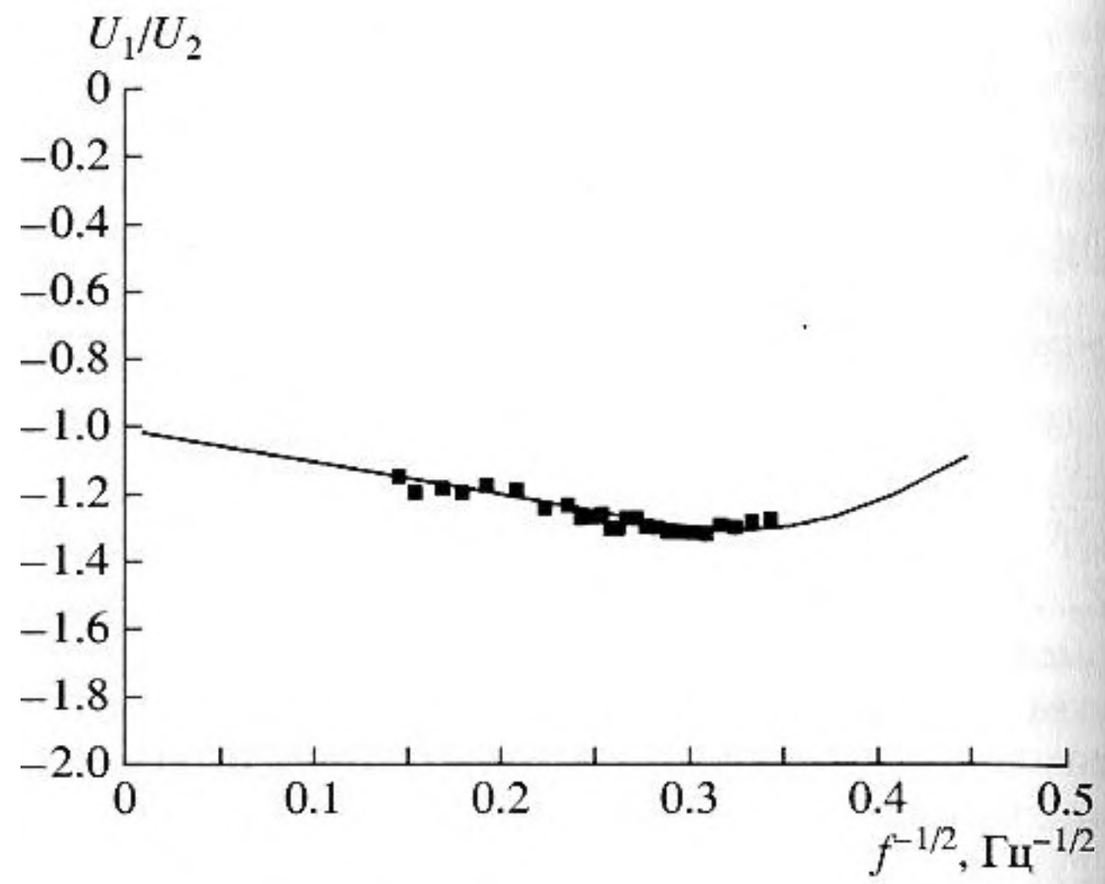

Рис. 4. Зависимость отношения амплитуд $\left(\frac{U_1}{U_2}\right)$ сигналов, снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика, от обратного корня из частоты ($f^{-1/2}$) для ЦТС-19: значки – эксперимент; сплошная линия – теория.

ционный сигнал измерялся синхронным нановольтметром. Относительная погрешность измерений была различной при различных частотах модуляции света. Она возрастала с увеличением частоты и не превышала 10% в области верхних частот используемого в работе частотного интервала.

Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 2–5 значками. Из этих экспериментальных данных по методике описанной выше, были определены приведенный модуль Юнга E_n и коэффициент тепловой диффузии D_T для Cu и Zn, а для пьезокерамики ЦТС-19 – только D_T. Их значения приведены в таблице. В таблице также приведены для сравнения литературные данные [10, 11]. С использованием этих экспериментально определенных значений E_n и D_T по формуле (17) для Cu и Zn и по (26) и (27) для ЦТС-19, были рассчитаны теоретические зависимости $\left(\frac{U_1}{U_2}\right)(f)$ и ($\Delta\varphi(f)$), которые приведены на рис. 2–5 сплошными линиями. Упругие, пьезо- и пироэлектрические параметры для ЦТС-19 были взяты из [12, 13]. Из приведенных зависимостей видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретически рассчитанными.

Таким образом, в работе получено выражения для разности потенциалов на произвольном слое пьезодатчика при ФТА-колебаниях слоистой пластины твердое тело–пьезоэлектрик. Для случая двухслойного пьезодатчика проанализированы амплитудно- и фазово-частотные зависимости сигналов, снимаемых с его отдельных слоев. Показано, что зависимости отношения амплитуд $\left(\frac{U_1}{U_2}\right)$ и тангенса разности фаз ($\mathrm{tg}(\Delta\varphi)$) сигналов, снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика, от обратного квадратного корня из частоты $\left(f^{-\frac{1}{2}}\right)$ в области относительно высоких частот имеют линейный характер. Эта особенность позволяет из экспериментальных данных определить некоторые упругие и тепловые параметры твердых тел. Для веществ, упругие и тепловые параметры ко-

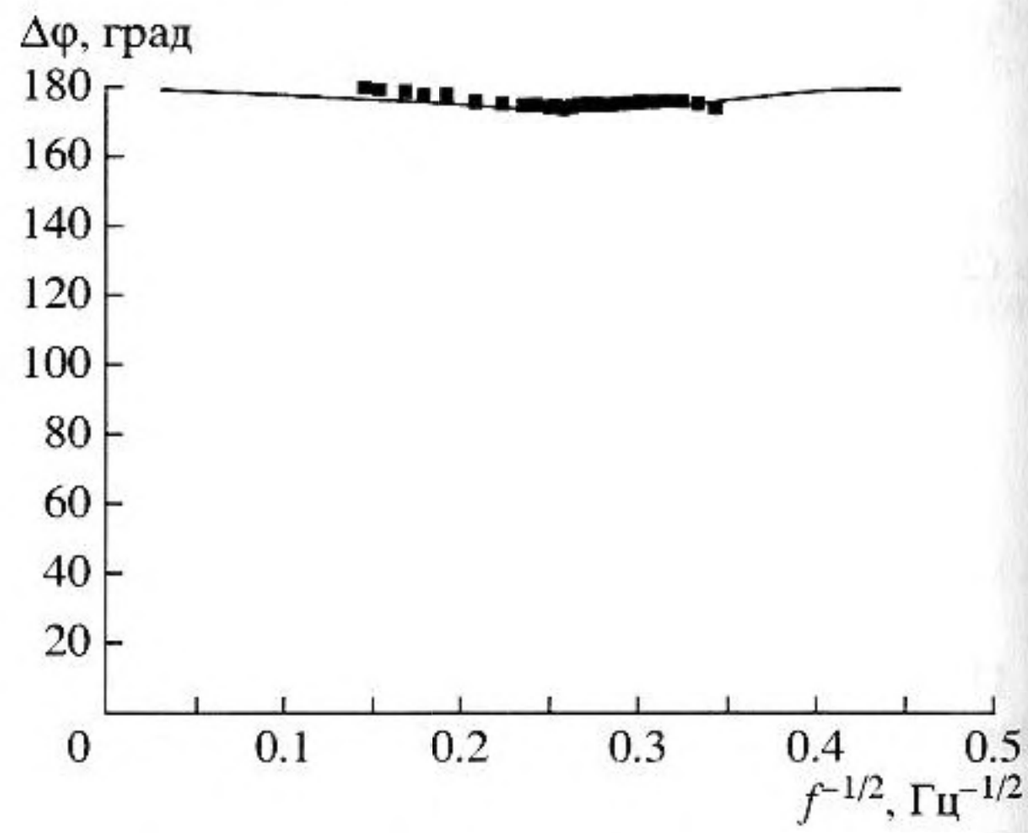

Рис. 5. Зависимость разности фаз (Δφ) сигналов, снимаемых с отдельных слоев пьезодатчика, от обратного корня из частоты ($f^{-1/2}$) для ЦТС-19: значки – эксперимент; сплошная линия – теория.

Таблица

Вещество	Приведенный модуль Юнга, $\times 10^{10}$ Н/м^2		Коэффициент тепловой диффузии, $\times 10^{-6}$ м^2/с	
	Эксперимент	Литература	Эксперимент	Литература
Cu	22	12–20	100	117
Zn	11	11–12	40	37–42
ЦТС-19	–	–	0.4	–

торых совпадают с таковыми для пьезодатчика и толщина которых больше длины тепловой диффузии, амплитудно- и фазово-частотные зависимости ФТА-сигналов определяются только коэффициентом тепловой диффузии, который и может быть определен из этих исследований. Экспериментальные результаты, полученные на образцах Cu, Zn и пьезокерамике ЦТС-19, хорошо согласуются с теорией, и из них определены коэффициенты тепловой диффузии, а для Cu, Zn еще и приведенные модули Юнга.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rozencwaig A.* Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. New York: John Willey and Sons, 1980. 310 p.
2. *Лямшев Л.М.* Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989. 240 с.
3. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
4. *Jachson W., Amer N.M.* Piezoelectric photoacoustic detection: Theory and experiment // Appl. Phys. 1980. V. 51. № 6. P. 3343.
5. *Гуляев Ю.В., Морозов А.И., Раевский В.Ю.* Фотоакустическая спектроскопия непрозрачных объектов с пьезоэлектрической регистрацией // Акуст. журн. 1985. Т. 31. №. 4. С. 469.
6. *Андрусенко Д. А., Кучеров И.Я.* Фототермоакустический эффект в твердых телах при пьезоэлектрической регистрации // ЖТФ. 1999. № 12. С. 1.
7. *Лямшев М.Л.* Колебания тонкой ограниченной пластины, возбуждаемой модулированным лазерным излучением // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 6. С. 844.
8. *Винокуров С.А.* Оптико-акустическое определение теплофизических характеристик // ИФЖ. 1984. Т. 45. № 4. С. 570.
9. *Коваленко А.Д.* Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975. 216 с.
10. *Кэй Дж., Лэби Т.* Таблицы физических и химических постоянных. М.: Физмат, 1962. 248 с.
11. *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
12. Пьезокерамические преобразователи: Справочник / Под ред. С.И. Пугачёва. Л.: Судостроение, 1984. 256 с.
13. *Лукашявичус А., Сладки П., Кубечек В.* Исследование импульсных характеристик пьезопреобразователей при помощи наносекундных лазерных импульсов. // Науч.тр. вузов Лит. ССР. Ультразвук. 1984. Т. 16. С. 37.

Photothermoacoustic Oscillations in a Solid–Piezoelectric Layered Structure

V. V. Kozachenko and I. Ya. Kucherov

Photothermoacoustic oscillations in a thin plane-layered structure consisting of an isotropic solid and a piezoelectric crystal of class 6mm (or piezoelectric ceramics) are studied theoretically and experimentally. Expressions for the potential difference across an arbitrary layer of the piezoelectric transducer are derived. For the case of a two-layer transducer, the amplitude–frequency and phase–frequency dependences of the signal are analyzed. It is shown that, from these experimental dependences, one can determine certain elastic and thermal parameters of a solid. An experiment is performed with samples of Cu, Zn, and TsTS-19 piezoceramics in the frequency range within 9–1000 Hz. The experimental data are used to determine the values of reduced Young's modulus and thermal diffusivity of the materials under study.