

01;05;07

Теория генерации механических колебаний лазерным излучением в твердых телах с внутренними напряжениями на основе термоупругого эффекта

© К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 15 апреля 1998 г.)

Проанализировано поведение нестационарных деформаций в твердых телах с внутренними напряжениями при облучении модулированным во времени лазерным излучением. В рамках нелинейной теории термоупругости предложена модель возбуждения механических колебаний с учетом зависимости параметра термоупругой связи от начальной деформации. Для случая пьезоэлектрического способа регистрации механических колебаний в однородно деформированном образце получено аналитическое выражение для снимаемого с пьезоэлемента электрического сигнала. Исследовано поведение пьезоэлектрического сигнала при различных условиях и произведено сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными, показывающее их качественное совпадение.

Одно из важных направлений развития современной механики, неразрушающего контроля и средств диагностики связано с регистрацией механических напряжений в твердых телах. Для решения этой задачи в настоящее время используется целый ряд методов. К наиболее важным из них можно отнести ультразвуковой [1], рамановской спектроскопии [2,3], дифракции рентгеновских лучей [4] и нейтронов [5,6], магнитный [7], а также методы, основанные на использовании голографической интерферометрии [8–10]. Вместе с тем в последнее время серьезное внимание уделяется исследованию возможности использования термоупругого эффекта для диагностики механических напряжений в твердых телах [11–16]. При таком подходе для регистрации механических напряжений обычно используются термоупругие деформации, генерируемые в объекте модулированным во времени лазерным излучением. Важным достоинством термоупругого метода является его применимость к объектам различной природы, так как термоупругий эффект имеет достаточно универсальную природу. К настоящему времени уже имеется ряд экспериментальных данных для металлов [11,14–15] и керамик [12–13,16], подтверждающих такую возможность. Все же механизм влияния механических напряжений на результаты лазерных термоупругих измерений остается недостаточно выясненным. В работе [14] предложена модель образования термоупругого сигнала, связывающая его зависимость от механических напряжений главным образом с зависимостью от них теплофизических параметров материала. С другой стороны, в работе [16] было экспериментально показано, что в керамиках сильная зависимость термоупругого сигнала от остаточных напряжений может наблюдаться и при отсутствии каких-либо заметных изменений их теплофизических свойств.

В связи с этим в данной работе предложена модель образования термоупругого сигнала, генерируемого в твердотельных объектах лазерным излучением, способ-

ная объяснить отмеченные особенности. При этом ее важным отличием является учет зависимости коэффициента термоупругой связи от механических напряжений. Такая зависимость ранее отмечалась как для коэффициента теплового расширения [17], так и для модуля упругости [18]. Поскольку в случае изотропных твердых тел коэффициент термоупругой связи представляет собой произведение этих величин, то представляется важным включение подобной зависимости и в коэффициент термоупругой связи.

Рассмотрение вопроса о генерации механических колебаний лазерным излучением в твердых телах с механическими напряжениями проведем в рамках нелинейной механики с начальными деформациями [19]. При этом будем считать, что начальные деформации не являются малыми. Поэтому вектор смещения точек тела будем считать заданным в виде

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \mathbf{r} + \mathbf{U}(\mathbf{r}) + \Delta\mathbf{u}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ описывает начальную деформацию; а вектор $\Delta\mathbf{u}(\mathbf{r})$ — смещение частиц тела, обусловленное термоупругими деформациями под действием лазерного излучения.

Уравнение движения элементов тела в нелинейной механике [20] может быть представлено в виде

$$\frac{\partial P_{ik}}{\partial x_k} = \rho_0 \Delta \ddot{u}_i, \quad (2)$$

где $P_{ik} = (\partial u_i / \partial x_m) t_{km}$ — тензор Пиолы–Кирхгофа; t_{km} — тензор напряжений, связанный с плотностью внутренней энергии тела W соотношением $t_{km} = \partial W / \partial u_{km}$;

$$u_{km} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_k} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_m} \right)$$

— тензор деформации, ρ_0 — плотность тела в начальном состоянии.

Плотность энергии деформированного тела может быть представлена в виде суммы $W = W_E + W_T$ (W_E — плотность механической энергии; W_T — плотность энергии, связанной с термоупругими деформациями). В данной работе предполагается, что в начальном состоянии тело изотропно, а механическая часть его энергии определяется моделью Мурнагана [21]. В соответствии с моделью Мурнагана плотность механической энергии представляется в виде

$$W_E = (\lambda + 2\mu) \frac{I_1^2}{2} - 2\mu I_2 + (l + 2m) \frac{I_1^3}{3} - 2m I_1 I_2 + n I_3, \quad (3)$$

где λ и μ — коэффициенты Ламэ; l, m, n — постоянные Мурнагана; $I_1 = u_{kk}$,

$$I_2 = \frac{1}{2} [(u_{kk})^2 - u_{lm}u_{lm}],$$

$$I_3 = \frac{1}{3} \left[u_{ik}u_{il}u_{kl} + \frac{3}{2}u_{ik}u_{ik}u_{ll} + \frac{1}{2}(u_{ll})^3 \right].$$

Тензор напряжений $t_{ij}^{(E)}$, связанный с механической энергией, может быть определен из соотношения

$$t_{ij}^{(E)} = \frac{\partial W_E}{\partial I_1} \frac{\partial I_1}{\partial U_{ij}} + \frac{\partial W_E}{\partial I_2} \frac{\partial I_2}{\partial U_{ij}} + \frac{\partial W_E}{\partial I_3} \frac{\partial I_3}{\partial U_{ij}}. \quad (4)$$

С учетом выражения (3) тензор напряжений $t_{ij}^{(E)}$ в явной форме имеет вид

$$t_{ij}^{(E)} = \left[\lambda I_1 + \left(l + \frac{n}{2} \right) I_1^2 - 2m I_2 \right] \delta_{ij} + [2(\mu + m I_1) - n I_1] U_{ij} + n U_{pi} U_{pj}. \quad (5)$$

Плотность термоупругой энергии связана только с деформациями, обусловленными воздействием на объект лазерного излучения. При ее определении по аналогии с работой [17] будем считать, что коэффициент термоупругой связи зависит от тензора деформации линейным образом. Тогда плотность термоупругой энергии тела может быть представлена в виде

$$W_T = -\gamma_{ik}(u_{ik} - U_{ik})\Delta T, \quad (6)$$

где $\gamma_{ik} = \gamma_0(\delta_{ik} + \beta U_{ik})$, γ_0 — коэффициент термоупругой связи для недеформированного тела; β — коэффициент, определяющий зависимость термоупругой связи от начальной деформации; U_{ik} — начальная деформация тела; $\Delta T = T - T_0$, T_0 — температура окружающей среды.

В дальнейшем будем считать деформации Δu_{ik} , возникающие в результате воздействия на объект лазерного излучения, малыми. Тогда плотность термоупругой энергии тела (6) с точностью до линейных по Δu_{ik} членов будет определяться равенством

$$W_T = -\gamma_0(\delta_{ik} + \beta U_{ik})(T - T_0)\Delta u_{ik}. \quad (7)$$

При $\beta = 0$ равенство (7) сводится к обычному выражению для плотности термоупругой энергии изотропного

тела. Отметим, что значение коэффициента β в соответствии с работой [17] приблизительно определяется выражением $\beta \cong KE\gamma_g/3$ (K — сжимаемость, E — модуль упругости, γ_g — коэффициент Грюнайтзена) и для металлов при малых деформациях обычно имеет значение от 1 до 2.

Тензор напряжений $t_{ij}^{(T)}$, соответствующий термоупругой энергии (6), может быть найден из выражения

$$t_{ij}^{(T)} = \frac{\partial W_T}{\partial U_{ij}} = -\gamma_0(\delta_{ij} + \beta U_{ij})(T - T_0). \quad (8)$$

С помощью выражений (2), (5) и (7) уравнения движения для компонент вектора смещения Δu_i могут быть получены в явной форме. Считая колебания температуры в образце малыми и ограничиваясь первой степенью ΔT , уравнения движения получим в виде

$$a_{iklp} \frac{\partial^2 \Delta u_k}{\partial x_l \partial x_p} + b_{ikp} \frac{\partial \Delta u_k}{\partial x_p} = \gamma_0 \left[\frac{\partial \Delta T}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} \Delta T \right) \right] + \gamma_0 \beta \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(U_{ki} + \frac{\partial U_i}{\partial x_p} U_{kp} \right) \Delta T \right] + \rho_0 \Delta \ddot{u}_i, \quad (9)$$

где

$$a_{iklp} = \delta_{ik} t_{lp}^{(0)} + N_{likp} + \frac{\partial U_i}{\partial x_m} N_{lmkp},$$

$$b_{ikp} = \delta_{ki} \frac{\partial t_{lp}^{(0)}}{\partial x_l} + \frac{\partial N_{likp}}{\partial x_l} + \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_l \partial x_m} N_{lmkp} + \frac{\partial U_i}{\partial x_m} \frac{\partial N_{lmkp}}{\partial x_l},$$

$$N_{ijkp} = 2c_{ij} a_{kp} + 4m \delta_{ij} a_{km} U_{mp} + b(a_{ki} \delta_{pj} + a_{kj} \delta_{pi}) + n(U_{mj} a_{km} \delta_{pi} + a_{ki} U_{pj}) + n(U_{mi} a_{km} \delta_{pj} + a_{kj} U_{pi}),$$

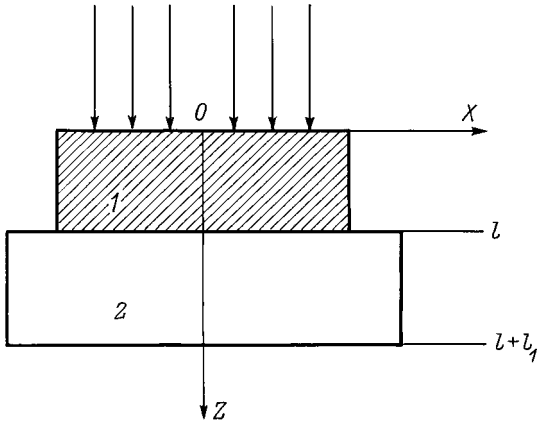
$$a_{ki} = \frac{1}{2} \left(\delta_{ik} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right),$$

$$c_{ij} = \left[\lambda + 2 \left(l - m + \frac{n}{2} \right) I_1 \right] \delta_{ij} + (2m - n) U_{ij},$$

$t_{ij}^{(0)}$ — компоненты тензора начальной деформации.

Уравнение (9) позволяет определить нестационарную деформацию в теле при условии, что известно распределение в нем начальной деформации, а также распределение температуры, создаваемое возбуждающим лазерным излучением. Кроме того, для решения полученного уравнения необходимо задать граничные условия. В соответствии с характером решаемой задачи начальную деформацию тела следует считать заданной. Относительно теплофизических свойств объекта будем считать, что появление в нем внутренних напряжений не приводит к их существенным изменениям. Экспериментально подобная ситуация наблюдалась, например, для ряда керамик [16].

Граничные условия к уравнению (9) в общем случае определяются способом регистрации переменных деформаций в объекте. В данной работе рассмотрим случай, когда она осуществляется с помощью присоединенного к образцу пьезоэлемента (см. рисунок). Для этого случая необходимо поставить граничные условия на верхней и



Геометрия расположения образца и пьезоэлемента: 1 — образец, 2 — пьезоэлемент.

нижней поверхностях объекта. Под действием внутренних напряжений поверхности образца несколько деформируются. Поэтому, например, на верхней поверхности образца граничное условие можно поставить в виде

$$n_k P_{ik} \Big|_{z=Z(x,y)} = 0, \quad (10)$$

где $z = Z(x, y)$ — уравнение верхней поверхности объекта, деформированной внутренними напряжениями.

При применении граничного условия (10) к рассматриваемой задаче следует иметь в виду, что нас интересует только нестационарная составляющая деформаций. В дальнейшем в соответствии с принятым в нелинейной механике допущением заменим граничное условие на недеформированной поверхности [22]. При этом учтем, что начальная деформация поверхности происходит под действием статических внутренних напряжений. Тогда после линеаризации по Δu_i и ΔT на основании сделанных замечаний граничное условие (10) получим в виде

$$n_k \left[t_{km}^{(0)} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} + \left(\delta_{ik} + \frac{\partial U_i}{\partial x_m} \right) \left(\Delta t_{km}^{(E)} + t_{km}^{(T)} \right) \right] \Big|_{z=0} = 0, \quad (11)$$

где $\Delta t_{km}^{(E)}$ — переменная составляющая механических напряжений, генерируемых в объекте лазерным излучением.

На границе объекта с пьезоэлементом $z = l$ воспользуемся условием непрерывности нормальной компоненты вектора напряжений. С помощью уравнения (9), а также поставленных граничных условий можно найти компоненты вектора смещения частиц тела при возбуждении в нем лазерным излучением механических колебаний. В данной работе ограничимся случаем однородно деформированного тела с компонентами вектора начальной деформации, заданными в виде $U_i = A^{(i)} x_i$ ($A^{(i)}$ — постоянные, характеризующие однородную деформацию по различным направлениям). В этом случае уравнения (9) упрощаются и могут быть преобразованы к следующему виду:

$$f_k^{(i)} = \frac{\partial^2 \Delta u_i}{\partial x_k \partial x_k} + h_k^{(i)} \frac{\partial^2 \Delta u_k}{\partial x_k \partial x_i} = g^{(i)} \frac{\partial \Delta T}{\partial x_i} + \rho_0 \Delta \ddot{u}_i, \quad (12)$$

где

$$f_k^{(i)} = \left[t_{kk}^{(0)} + \frac{(1 + A^{(i)})^2}{2} (b + nU_{ii} + nU_{kk}) \right],$$

$$b = 2\mu + (2m - n)U_{pp},$$

$$h_k^{(i)} = (1 + A^{(i)})(1 + A^{(k)}) \left[c_{ii} + 2mU_{kk} + \frac{1}{2}(b + nU_{ii} + nU_{kk}) \right],$$

$$g^{(i)} = \gamma_0(1 + A^{(i)})(1 + \beta U_{ii}),$$

$$c_{ii} = K - \frac{2}{3}\mu + 2 \left(l - m + \frac{n}{2} \right) U_{pp} + (2m - n)U_{ii}.$$

Отметим, что в правых частях выражения для $f_k^{(i)}$, $h_k^{(i)}$, c_{ii} и $g^{(i)}$ по повторяющимся индексам суммирования не производится. Уравнение (12) позволяет определить деформацию в теле при условии, что известно распределение температуры, создаваемое в нем возбуждающим лазерным излучением. Как уже отмечалось в данной работе, будем считать, что появление в объекте внутренних напряжений не приводит к заметным изменениям его теплофизических параметров. Кроме того, будем считать, что поверхность образца освещается лазерным излучением равномерно, а само излучение промодулировано во времени по гармоническому закону. Тогда для случая возбуждающего лазерного излучения, полностью поглощающегося на поверхности образца и промодулированного во времени по гармоническому закону, нестационарная составляющая температуры внутри образца будет определяться выражением

$$\Delta T(z, t) = \Delta T_s e^{-\sigma z + i\omega t}, \quad (13)$$

где $\sigma(1 + i)\sqrt{\omega/2\kappa}$, κ — температуропроводность образца, ΔT_s — амплитуда колебаний температуры поверхности образца, ω — круговая частота модуляции возбуждающего излучения.

Требование непрерывности нормальной компоненты на границе образец-пьезоэлемент позволяет найти сигнал, снимаемый с пьезоэлемента. Для этого необходимо использовать известные уравнения, связывающие механические и электрические характеристики пьезоэлемента [23]. Для рассматриваемой задачи эти уравнения могут быть представлены в форме

$$t_{33}^{(P)} = C^{(ET)} \frac{\partial u_3^{(p)}}{\partial z} - e^{(T)} E_3, \quad (14a)$$

$$D_3 = e^{(T)} \frac{\partial u_3^{(p)}}{\partial z} + \varepsilon^{(ST)} E_3, \quad (14b)$$

где $t_{33}^{(P)}$ — механические напряжения внутри пьезоэлемента; $u_3^{(p)}$ — вектор смещения точек пьезоэлемента; D_3 — индукция электрического поля; E_3 — напряженность электрического поля; $C^{(ET)}$, $\varepsilon^{(ST)}$, $e^{(T)}$ — характеристики пьезоэлектрика, определенные так же, как в работе [23].

Для квазистатического случая, когда длина акустических волн существенно превосходит характерные размеры пьезоэлемента, его деформацию по толщине можно считать однородной. Тогда с использованием уравнения (14b) для напряжения электрического сигнала $V(t)$, регистрируемого на выходе разомкнутого пьезоэлемента, получим следующее выражение:

$$V(t) = -\frac{e^{(T)}}{\varepsilon^{(ST)}} l_1 \frac{\partial u_3^{(p)}(t)}{\partial z} \Big|_{z=l}, \quad (15)$$

где l_1 — толщина пьезоэлемента.

В выражении (15) можно перейти от деформаций в пьезоэлементе к деформациям в образце, используя уравнение непрерывности нормальной компоненты напряжений на границе образец–пьезоэлемент,

$$t_{33}^{(p)} = P_{33} \Big|_{z=l}. \quad (16)$$

В соответствии с характером входящих в выражение (16) величин для определения переменной составляющей сигнала от пьезоэлемента достаточно знать компоненту вектора смещения $\Delta u_3(z, t)$. Представляя эту компоненту при гармоническом законе модуляции возбуждающего лазерного излучения в виде $\Delta u(z, t) = \Delta u(z, \omega) e^{i\omega t}$, для $\Delta u_3(z, \omega)$ с помощью уравнения (12) и указанных граничных условий получим следующий результат:

$$\begin{aligned} \Delta u_3(z, \omega) = & -\frac{U_3^{(0)} e^{-\sigma l}}{\cos Ql} \cos Qz \\ & + \left[\frac{\gamma_0 (1 + A^{(3)}) (1 + \beta U_{33})}{f_3^{(3)} + h_3^{(3)}} \Delta T_s + \sigma U_3^{(0)} \right] \\ & \times \sin Q(z - l) + U_3^{(0)} e^{-\sigma z}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} U_3^{(0)} = & -\frac{\gamma_0 \sigma (1 + A^{(3)}) (1 + \beta U_{33})}{(f_3^{(3)} + h_3^{(3)}) \sigma^2 + \rho_0 \omega^2} \Delta T_s, \\ Q = & \sqrt{\frac{\rho_0 \omega^2}{f_3^{(3)} + h_3^{(3)}}}. \end{aligned}$$

Механические и электрические характеристики пьезоэлемента связаны с помощью уравнений (14). Тогда с использованием условия непрерывности нормальной компоненты напряжения на границе образец–пьезоэлемент для напряжения электрического сигнала $V(\omega)$, регистрируемого на выходе разомкнутого пьезоэлемента, получим следующее выражение:

$$V(\omega) = -C \left(f_3^{(3)} + h_3^{(3)} \right) \frac{\partial \Delta u_3}{\partial z} \Big|_{z=l}, \quad (18)$$

где введено обозначение

$$C = \frac{e^{(T)} l_1}{C^{(ET)} \varepsilon^{(ST)} + e^{(T)^2}}.$$

Соотношения (17) и (18) позволяют определить пьезоэлектрический сигнал в явной форме

$$\begin{aligned} V(\omega) = & -C \left(f_3^{(3)} + h_3^{(3)} \right) \left\{ Q U_3^{(0)} e^{-\sigma l} \operatorname{tg} Ql \right. \\ & + Q \left[\frac{\gamma_0 (1 + A^{(3)}) (1 + \beta U_{33})}{f_3^{(3)} + h_3^{(3)}} \Delta T_s \right. \\ & \left. \left. + \sigma U_3^{(0)} \right] - \sigma U_3^{(0)} e^{-\sigma l} \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Выражение (19) позволяет определить пьезоэлектрический сигнал при достаточно общих условиях. В данной работе будем считать, что образец является достаточно толстым в отношении распространения тепловых волн, т.е. можно положить $e^{-\sigma l} \cong 0$. При этом рассмотрим по отдельности случаи низких и высоких частот модуляции возбуждающего излучения. Начнем со случая низких частот, для которых $\kappa \rho_0 \omega < (f_3^{(3)} + h_3^{(3)})$. Тогда с помощью выражения (19) сигнал от пьезодатчика получим в виде

$$\begin{aligned} V(\omega) = & i C \kappa \rho_0^{3/2} \omega^2 \\ & \times \frac{\gamma_0 (1 + A^{(3)}) (1 + \beta U_{33}) \Delta T_s}{\left\{ (1 + A^{(3)}) \left(K + \frac{4}{3} \mu \right) + [t_{33}^{(0)} + (1 + A^{(3)}) \times \right.} \\ & \left. \left. \times (2lU_{pp} + (4m + n)U_{33}) \right\}^{3/2}}. \end{aligned} \quad (20)$$

В области высоких частот модуляции возбуждающего излучения при $\kappa \rho_0 \omega > (f_3^{(3)} + h_3^{(3)})$ выражение (19) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} V(\omega) = & -C \rho_0^{1/2} \omega \\ & \times \frac{\gamma_0 (1 + A^{(3)}) (1 + \beta U_{33}) \Delta T_s}{\left\{ (1 + A^{(3)}) \left(K + \frac{4}{3} \mu \right) + [t_{33}^{(0)} + (1 + A^{(3)}) \times \right.} \\ & \left. \left. \times (2lU_{pp} + (4m + n)U_{33}) \right\}^{1/2}}. \end{aligned} \quad (21)$$

Выражения (20), (21) позволяют проанализировать некоторые общие закономерности в поведении пьезоэлектрического сигнала от объектов с внутренними напряжениями. Ограничимся в данной работе рассмотрением только физических, но не геометрических нелинейностей [19,22], т.е. будем считать $A^{(3)} \ll 1$. В соответствии с результатами работы [17] коэффициент β положителен. Поэтому действие в образце растягивающих напряжений способствует усилению термоупругой связи и увеличению пьезоэлектрического сигнала, а сжимающих — его уменьшению.

Помимо величин, определяющих зависимость пьезоэлектрического сигнала от постоянных Мурнагана и входящих в выражения (20), (21) явным образом, такая зависимость, вообще говоря, присутствует и в тензоре начальных напряжений $t_{33}^{(0)}$. Однако в соответствии с выражением (5) зависимость от постоянных Мурнагана в

тензор $t_{33}^{(0)}$ входит только через слагаемые, квадратичные относительно начальных деформаций. Поскольку даже для существенно нелинейных условий начальные деформации обычно характеризуются величинами значительно меньше единицы, то влияние постоянных Мурнагана на пьезоэлектрический сигнал в основном проявляется через линейные по начальным деформациям слагаемые, которые выписаны в знаменателях выражений (20), (21) явным образом.

Выражения (20), (21) позволяют также проанализировать вопрос о возможности определения постоянных Мурнагана материала в условиях рассматриваемой задачи. Так, из обоих выражений видно, что измерение зависимости пьезоэлектрического сигнала от начальной деформации U_{11} (или U_{22}) при отсутствии деформации U_{33} позволяет определить постоянную Мурнагана l . При известном l выражения (20), (21) могут быть использованы для определения коэффициента β , а также величины $(4m+n)$ по зависимости пьезоэлектрического сигнала от начальной деформации U_{33} при $U_{11} = U_{22} = 0$. Однако при этом независимое определение постоянных m и n в рамках рассматриваемой задачи остается невозможным.

В работе [15] были проведены эксперименты по возбуждению лазерным излучением механических колебаний в нагруженных стержнях из титана. Эксперименты были проведены фактически в условиях низкочастотного возбуждения акустических колебаний. В соответствии с выражением (20) были зарегистрированы увеличение пьезоэлектрического сигнала при возбуждении лазерным лучом механических колебаний в зонах действия растягивающих напряжений и его уменьшение в областях действия сжимающих. На основании данных по значению коэффициента β для металлов [17] можно оценить влияние внутренних напряжений на пьезоэлектрический сигнал. Так, для условий работы [15] выражение (20) показывает, что зависимость коэффициента термоупругой связи от напряжения может приводить к изменению пьезоэлектрического сигнала на уровне 10%.

Это значение несколько меньше полученного в работе [15]. Однако следует иметь в виду, что для большинства металлов постоянные Мурнагана имеют отрицательные значения. Тогда в соответствии с выражениями (20), (21) зависимость пьезоэлектрического сигнала от напряжений, обусловленная механическими нелинейностями, будет аналогична зависимости от коэффициента термоупругой связи. В этих условиях общее изменение пьезоэлектрического сигнала будет несколько больше значения, связанного только с изменением коэффициента термоупругой связи. К сожалению, более детальная оценка пьезоэлектрического сигнала затруднена отсутствием данных по константам Мурнагана для титана. Сильные изменения пьезоэлектрического сигнала зарегистрированы также вблизи концов трещин в керамиках, образующихся при вдавливании по Виккерсу [13,16,24]. В работе [24] было показано, что изменения пьезоэлектрического сигнала в этом случае связаны с присутствием внутренних напряжений. При этом в соответствии с результатами работы [16] величина этих изменений обычно также составляет несколько десятков процентов.

Таким образом, приведенная теория позволяет определить основные особенности генерации акустических колебаний лазерным излучением в твердотельных объектах с внутренними напряжениями в рамках нелинейной теории термоупругости, а также качественно объяснить имеющиеся экспериментальные результаты. Вместе с тем для обеспечения количественного совпадения теории с экспериментом необходимо дальнейшее ее развитие с целью достижения более полного учета особенностей проведенных экспериментальных исследований.

Список литературы

- [1] Pao Y.H., Sachse W. // Phys. Acoust. XVII. Academic Press, 1984. P. 61–143.
- [2] Iwaoka T., Yokogama S., Osaka Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1984. Vol. 24. N 1. P. 112–113.
- [3] Vlasov I.I., Ralchenko V.G., Obraztsova E.D. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. N 13. P. 1789–1791.
- [4] Eigenmann B., Scholtes B., Macherlauch E. // Materials and Sci. Eng. 1989. Vol. A118. P. 1–17.
- [5] Daymond M.R., Bourke M.A.M., Von Dreele R.B. et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82. N 4. P. 1554–1562.
- [6] Ceretti M., Braham C., Lebrun J.L. et al. // Techniques. 1996. Vol. 20. N 3. P. 14–18.
- [7] Горкунов Э.С., Тартачная М.В. // Зав. лаборатория. 1993. Т. 59. № 7. С. 22–25.
- [8] Чернышев Г.Н., Попов А.Л., Козинцев В.М., Пономарев И.И. Остаточные напряжения в деформируемых твердых телах. М.: Наука, Физматлит, 1996. 240 с.
- [9] Pechersky M.J., Miller R.F., Vikram C.S. // Opt. Eng. 1995. Vol. 34. N 10. P. 2964–2971.
- [10] Vikram C.S., Pechersky M.J., Feng C., Engelhaupt D. // Exp. Techniques. 1996. Vol. 20. N 6. P. 27–30.
- [11] Kasai M., Sawada T. // Photoacoustic and Photothermal Phenomena II. Springer Series in Optical Sciences. Springer Verlag, 1990. Vol. 62. P. 33–36.
- [12] Burbelo R.M., Gulyaev A.L., Robur L.I. et al. // J. de Physique. 1994. C7. Vol. 4. P. 311–314.
- [13] Zhang H., Gissinger S., Weides G., Netzelmann U. // J. de Physique. 1994. C7. Vol. 4. P. 603–606.
- [14] Qian M. // Chinese J. Acoust. 1995. Vol. 14. N 2. P. 97–106.
- [15] Burbelo R.M., Zhabitenko M.K. // Progress in Natural Science. London; Washington: Taylor & Francis, 1996. Suppl. Vol. 6. P. 720–723.
- [16] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 26. Вып. 5. С. 44–52.
- [17] Гарбер Р.И., Гиндин И.А. // ФТТ. 1961. Вып. 1. С. 176–177.
- [18] Bateman T., Mason W.P., McSkimin H.J. // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. N 5. P. 928–936.
- [19] Гузь А.Н. // Прикладная механика. 1970. Т. VI. № 2. С. 3–11.
- [20] Tokuoka T., Saito M. // J. Acoust. Soc. Am. 1969. Vol. 45. N 5. P. 1241–1246.
- [21] Лурье А.И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [22] Новожилов В.В. Основы нелинейной теории упругости. Л.; М.: Гостехиздат, 1948. 211 с.
- [23] Jackson W., Amer N.M. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 6. P. 3343–3353.
- [24] Cantrell J.H., Qian M., Ravichandran M.V., Knowles K.W. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. N 18. P. 1870–1872.