

Посвящается памяти Ф.И. Федорова

ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА БЕССЕЛЕВЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ С ВНУТРЕННИМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ

© 2011 г. Г. С. Митюрин, А. Н. Сердюков

Гомельский государственный университет, Беларусь

E-mail: george_mityurich@mail.ru

Поступила в редакцию 08.12.2010 г.

Проведено исследование термооптического возбуждения звука бесселевыми световыми пучками (БСП) в кристаллических средах с внутренними напряжениями. Выполнен учет зависимости коэффициента термоупругой связи, возникающей вследствие модулированного поглощения лазерного излучения, от начальной деформации в кристаллическом образце. Получено выражение для амплитуды фотоакустического сигнала и показано, что в области высоких частот модуляции ТЕ-моды БСП возникают резонансные явления, которые могут быть использованы для повышения разрешающей способности метода лазерной фотоакустической диагностики упругонапряженных кристаллических сред.

ВВЕДЕНИЕ

Лазерные фотоакустические методы нашли широкое и эффективное применение при исследовании оптических, дихроичных, теплофизических, нелинейных свойств кристаллов, а также диагностики внутренних напряжений в твердых телах [1–7]. Для решения нестационарных задач термооптической генерации звука в [1, 6] использовался метод спектральных передаточных функций, во многом эквивалентный методу, основанному на теореме взаимности в акустике [8]. При исследовании фотоакустического преобразования в неоднородных и кристаллических средах необходимо иметь в виду, что поглощение электромагнитных волн в таких средах имеет ряд характерных особенностей, обусловленных, например, эффектами анизотропии, гиротропии, дихроизма [9, 10]. Поэтому одной из основных проблем в лазерной фотоакустической спектроскопии является нахождение аналитических решений неоднородных уравнений теплопроводности, в правую часть которых входит скорость диссипации энергии как плотность мощности тепловых источников. Выполнив решение электродинамических граничных задач с использованием ковариантных методов прямого тензорного исчисления, впервые разработанных Ф.И. Федоровым [9, 11], не составит труда определить величину диссипации энергии в средах с произвольным сочетанием эффектов гиротропии, дихроизма и анизотропии, например, для кристаллов средних сингоний [2], кристаллов с холестериче-

ской структурой анизотропии [12], естественно гиротропных сверхрешеток [13] и т.д.

Следует отметить, что сам подход к решению задач фотоакустического преобразования, основанный на решении граничных задач электродинамики ковариантным методом и последующего расчета скорости диссипации энергии, предпочтительнее традиционно применяемого в фотоакустике [1, 6, 8], так как позволяет при необходимости учесть граничные дифракционные эффекты, многолучевую интерференцию, особенности модового состава лазерного излучения и т.д.

Как известно [14], одной из причин образования дефектов при выращивании кристаллов из расплава является пластическая деформация под действием термоупругих напряжений. Механическая обработка поверхности лазерным излучением также приводит к локализации подповерхностных термоупругих зон. Использование фотоакустического эффекта для диагностики внутренних напряжений в твердых телах продемонстрировано в [15–19].

Целью данной работы является исследование кристаллических образцов, содержащих внутренние напряжения, методом лазерной фотоакустической спектроскопии при возбуждении звука с помощью различных мод бесселевых световых пучков (БСП).

Такие пучки привлекают внимание исследователей благодаря уникальным свойствам, а именно: бездифракционностью при распространении в определенной области пространства, а также

способностью высокой концентрации световой энергии вблизи оси пучка [20–22]. Важной особенностью БСП является возникновение радиального потока энергии. Использование возможности управления выбором необходимых поляризационных мод БСП, модулированно поглощающих средой, позволило авторам [23] предложить устройство термооптического возбуждения акустических волн для целей неразрушающего контроля и фотоакустической диагностики неоднородных материалов и изделий квантовой электроники.

ТЕОРИЯ

Рассмотрим случай пьезоэлектрической регистрации величины фотоакустического сигнала, возникающего вследствие поглощения ТЕ-моды амплитудно-модулированного БСП кристаллическим образцом, содержащим внутренние напряжения (рис. 1).

Для БСП характерно наличие цилиндрической симметрии, так как фурье-спектр БСП представляет собой кольцевое поле, а пространственный спектр – конус волновых векторов [21]. Поэтому при формулировке систем уравнений для компонент векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} воспользуемся цилиндрической системой координат. В целях общности предположим наличие у кристаллического образца гиротропных свойств.

Будем исходить из следующих уравнений связи [11, 24]:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} + i\gamma \mathbf{H}, \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} - i\tilde{\gamma} \mathbf{E}, \quad (\mu = 1), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ – тензор диэлектрической проницаемости, $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2$ – псевдотензор второго ранга, действительная часть которого $\gamma_1 = \text{Re } \gamma$ определяет удельное вращение плоскости поляризации, а мнимая $\gamma_2 = \text{Im } \gamma$ ответственна за циркулярный дихроизм.

Считая векторы \mathbf{E} и \mathbf{B} пропорциональными $\exp[i(k_z z + m\varphi - \omega t)]$ и воспользовавшись соотношением (1) и уравнениями Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = ik_0 \mathbf{B}, \quad \text{rot} \mathbf{B} = -ik_0 \mathbf{D}, \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число, запишем систему уравнений для компонент векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} в выбранной системе координат

$$\begin{aligned} \frac{im}{\rho} E_z - ik_z E_\varphi &= ik_0 B_\rho, \\ \frac{im}{\rho} B_z - ik_z B_\varphi &= -ik_0 (\varepsilon E_\rho + i\gamma B_\rho), \end{aligned}$$

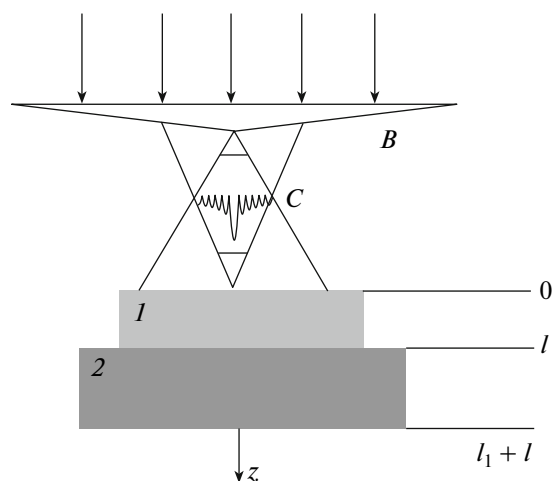


Рис. 1. Схема пьезоэлектрической регистрации фотоакустического сигнала: 1 – естественно гиротропный образец, 2 – пьезодатчик, B – аксон, C – беселевый световой пучок.

$$\begin{aligned} ik_z E_\rho - \frac{\partial}{\partial \rho} E_z &= ik_0 B_\varphi, \\ ik_z B_\rho - \frac{\partial}{\partial \rho} B_z &= -ik_0 (\varepsilon E_\varphi + i\gamma B_\varphi), \\ \frac{1}{\rho} E_\varphi + \frac{\partial}{\partial \rho} E_\varphi - \frac{im}{\rho} E_\rho &= ik_0 B_z, \\ \frac{1}{\rho} B_\varphi - \frac{\partial}{\partial \rho} B_\varphi - \frac{im}{\rho} B_\rho &= -ik_0 (\varepsilon E_z + i\gamma B_z), \end{aligned} \quad (3)$$

где ρ, φ – цилиндрические координаты, $k_z = k_0 \sqrt{\varepsilon} \cos \alpha = k'_{z1} + ik''_{z2}$, α – параметр конусности БСП, равный половине угла при вершине конуса волновых векторов, определяющих спектр пространственных частот пучка. Продольные компоненты E_z и B_z , удовлетворяющие уравнению Гельмгольца, можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_z &= c_z J_m(q\rho) \exp[i(k_z z + m\varphi)], \\ B_z &= b_z J_m(q\rho) \exp[i(k_z z + m\varphi)], \end{aligned} \quad (4)$$

где $J_m(q\rho)$ – функции Бесселя первого рода m -го порядка, $b_z = \mp i q n_\pm$, $c_z = q$, $n_\pm = \sqrt{\varepsilon} \pm \gamma$ – комплексный показатель преломления собственных волн в среде, $q = k_0 \sqrt{\varepsilon} \sin \alpha$. Полагая поля E_z, B_z заданными, выразим через них остальные компоненты полей и на основании соотношений

$$Q^{TE} = -\frac{\partial S_z^{TE}}{\partial z}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} S_z^{TE} &= \frac{c}{8\pi} (E_\rho^{TE} B_\varphi^{TE*} - E_\varphi^{TE} B_\rho^{TE*}) + \\ &+ (E_\rho^{TE} B_\varphi^{TE*} - E_\varphi^{TE} B_\rho^{TE*})^* \end{aligned} \quad (6)$$

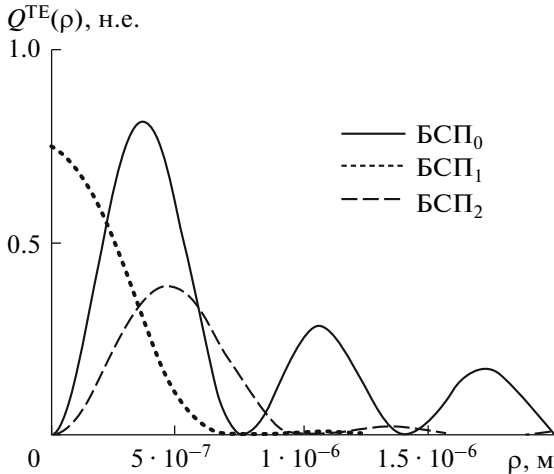


Рис. 2. Радиальное распределение диссипации энергии $Q^{TE}(\rho)$ (значение $Q^{TE}(\rho)$ нормировано на мощность падающего лазерного пучка).

определим скорость диссипации ТЕ-моды БСП

$$Q^{TE} = \frac{\omega|\epsilon|\epsilon_2}{2\pi} \left[\left(\frac{m}{q\rho} \right)^2 J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) + \frac{2mk_0k_{z1}\gamma_1}{q^3\rho} J_m(q\rho)J_m'(q\rho) \right] e^{-2k_{z2}z} = \tilde{Q}^{TE} \exp(-2k_{z2}z), \quad (7)$$

где $J_m'(q\rho) = \frac{\partial J_m(q\rho)}{\partial \rho}$.

Аналогично определяется плотность мощности тепловых источников для ТН-моды БСП, однако из-за громоздкости выражение не приводится.

Анализ выражения (7) показывает, что скорость диссипации энергии нулевой и первой моды осциллируют в противофазе, а спад величины Q^{TE} на графической зависимости Q^{TE} от радиальной координаты ρ модулируется функцией Бесселя (рис. 2).

Распределение температурных полей в исследуемом образце можно найти на основании решения неоднородного уравнения теплопроводности

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\beta_s} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{2k_s} \tilde{Q}^{TE} e^{i\Omega t} e^{-2k_{z2}z}, \quad (8)$$

в правую часть которого входит скорость диссипации энергии ТЕ-моды БСП (Ω – частота модуляции). Коэффициент температуропроводности β_s связан с коэффициентом теплопроводности k_s соотношением $\beta_s = k_s/\rho C$, ρ и C – плотность и удельная теплоемкость образца соответственно.

Далее полагаем, что в механически напряженном кристаллическом образце выполнен учет за-

висимости коэффициента термоупругой связи от начальной деформации в образце. Основываясь на результатах [7, 17], в которых приведено выражение для деформаций при учете нелинейных смещений, можно записать для упругих смещений следующее уравнение

$$G_3^{(3)} \frac{\partial^2 \Delta U_3}{\partial z^2} = g^{(3)} \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} + \rho_0 \Delta \ddot{U}_3. \quad (9)$$

В (9) использованы обозначения $G_3^{(3)} = t_{33}^{(0)} + b + 2(m+n)U_{33}$, $b = 2\mu + 2(m-n)U_{33}$, $C_{33} = K - \frac{2}{3}\mu + 2l_0U_{33}$, $g^{(3)} = (1 + \varphi U_{33})\gamma_0$, m, n, l_0 – постоянные Мурнагана, μ – коэффициент Ляме, K – сжимаемость, γ_0 – коэффициент термоупругой связи для недеформированного тела, ρ_0 – плотность тела в начальный момент времени, φ_0 – коэффициент, определяющий зависимость термоупругой связи от начальной деформации, U_{33} – компонента тензора начальных напряжений.

Выполнив совместное решение уравнений (8) и (9), несложно получить выражение для смещения частиц в исследуемом образце, обусловленного деформациями под действием модулированного на частоте Ω лазерного излучения

$$\Delta U_3^{TE}(z) = A_1 e^{-iQz} + A_2 e^{iQz} + \bar{E}^{TE} \left(\frac{e^{-\beta z}}{\beta^2 + k^2} \right) - \left(\frac{e^{-\sigma_s z}}{\sigma_s^2 + k^2} \right), \quad (10)$$

где введены обозначения

$$\bar{E}^{TE} = \frac{g^{(3)}\beta E^{TE}}{G_3^{(3)}}, \quad Q = \sqrt{\frac{\rho_0 \Omega^2}{G_3^{(3)}}}, \quad E^{TE} = \frac{\tilde{Q}^{TE}}{2k_s(\beta^2 - \sigma_s^2)},$$

$$\beta = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\epsilon_2}{\sqrt{\epsilon_1}} \text{ – коэффициент поглощения света,}$$

$$k = \frac{\Omega}{V_s} \text{ – волновое число звуковой волны в образце, } V_s \text{ – скорость звука в кристалле, } \sigma = (1+i)a,$$

$$a = \sqrt{\frac{\Omega}{2\beta_s}} \text{ – коэффициент термической диффузии.}$$

На основе методики нахождения напряжения холостого хода на пьезопреобразователе [25] для случая, когда границы образца свободны, получим выражение для фотоакустического сигнала, возникающего в упругонапряженном гиротропном образце

$$V = hRW, \quad (11)$$

где множитель

$$R = \frac{\sin^2 k_1 l_1 + 1}{(Qc^T \sin k_1 l_1 + k_1 c^D \text{ctg} Ql \cos k_1 l_1)(\sin k_1 l_1 + 1)} \quad (12)$$

описывает чисто акустические свойства системы кристаллический образец—пьезопреобразователь, а

$$W = \left[c^T Q \Psi_2 + \text{ctg} Q \ell \Psi_3 + (i \cos k Q \ell + \sin Q \ell) \left(\text{ctg} Q \frac{k_1 c^D}{Q c^T} - 1 \right) (c^T \Psi_1 + \varphi) \right] \quad (13)$$

ответствен за теплофизические, гиротропные, дихроичные и термоупругие свойства неоднородного образца с внутренними напряжениями. В (11–13)

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_s^2 + Q^2} - \frac{\beta}{\beta^2 + Q^2} \right), \\ \Psi_2 &= \bar{E}^{TE} \left(\frac{e^{-\beta \ell}}{\beta^2 + Q^2} - \frac{\beta}{\sigma_s^2 + Q^2} \right), \\ \Psi_3 &= \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s e^{-\sigma_s \ell}}{\sigma_s^2 + Q^2} - \frac{\beta e^{-\sigma_s \ell}}{\beta^2 + Q^2} \right) - \\ &- B \alpha_t E^{TE} \left(\frac{\beta}{\sigma_s} e^{-\sigma_s \ell} - e^{-\beta \ell} \right), \quad \varphi_1 = B \alpha_t E^{TE} \frac{\beta - \sigma_s}{\sigma_s}, \end{aligned}$$

$h = e/\varepsilon^s$, e — пьезомодуль, ε^s — диэлектрическая проницаемость зажатого кристалла, $c^D = c^E(1 + e^2)/(\varepsilon^s c^E)$, c^E — коэффициент жесткости пьезоэлектрика; $c^T = \lambda + 2\mu$, λ — коэффициент Ляме; B — объемный модуль упругости; α_t — коэффициент теплового объемного расширения, $k_1 = \frac{\Omega}{V_p}$ — волновое число звуковой волны в пьезопреобразователе, V_p — скорость звука в пьезокристалле.

Из соотношений (11–13) следует, что величина амплитудного сигнала, снимаемого с пьезоэлемента сложным образом, зависит от диссипативных, гиротропных и теплофизических свойств образца, величины термоупругих деформаций, а также геометрических параметров системы образец—пьезопреобразователь, частоты модуляции и модового состава падающего на образец излучения БСП.

Выражения для разностей потенциалов, возникающих в пьезопреобразователе для других граничных условий: зажатых ($U(0) = 0, U(\ell + \ell_1) = 0$) и поперечно нагруженных ($\sigma(0) = 0, U(\ell + \ell_2) = 0, \sigma(\ell + \ell_2) = 0, U(0) = 0$) границах системы кристаллический образец—пьезопреобразователь, приведены в Приложении.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представляет интерес анализ полученных выражений (11–13) для амплитудного значения фотоакустического сигнала

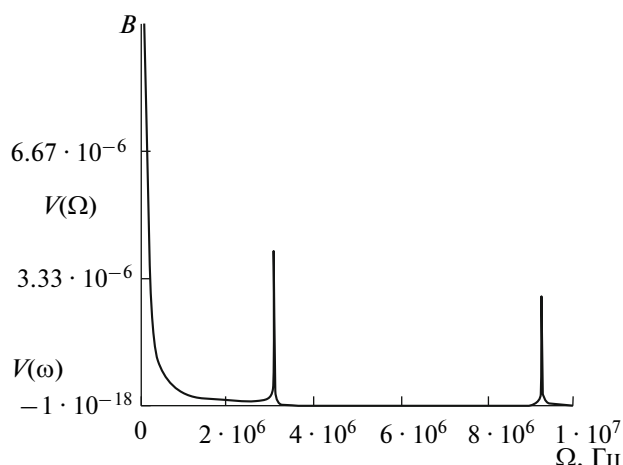


Рис. 3. Зависимость амплитуды фотоакустического сигнала от частоты модуляции Ω .

тоакустического сигнала в зависимости от частоты модуляции Ω .

Как следует из рис. 3, в области высоких частот модуляции ($\Omega > 1 \text{ МГц}$) в графической зависимости амплитуды фотоакустического отклика от радиальной координаты ρ возникают резонансные явления, которые могут быть использованы для повышения разрешающей способности метода фотоакустической спектроскопии сред, обладающих внутренними напряжениями.

С точки зрения акустики возникновение резонансных явлений связано с тем обстоятельством, что рассматриваемая система кристаллический образец—пьезопреобразователь представляет собой составной вибратор. Резонансные свойства такого вибратора определяются полными величинами R , которые являются корнями уравнения (12):

$$Q c^T \sin k_1 \ell_1 = -k_1 c^D \text{ctg} Q \ell \cos k_1 \ell_1. \quad (14)$$

Поэтому в зависимости от соотношений между геометрическими параметрами образца и пьезопреобразователя, от величины постоянных Мурнагана, входящих в Q , определяющих значение термоупругой деформации в кристаллическом образце, возможны резонансы различного вида — полуволновые, четвертьволновые, а также смешанного типа.

Из рис. 4 видно, что с изменением толщины кристаллического образца или пьезопреобразователя величина амплитудного сигнала увеличивается, при этом происходит смещение резонансных кривых в рассматриваемом частотном диапазоне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены выражения для амплитуд фотоакустических сигналов при различ-

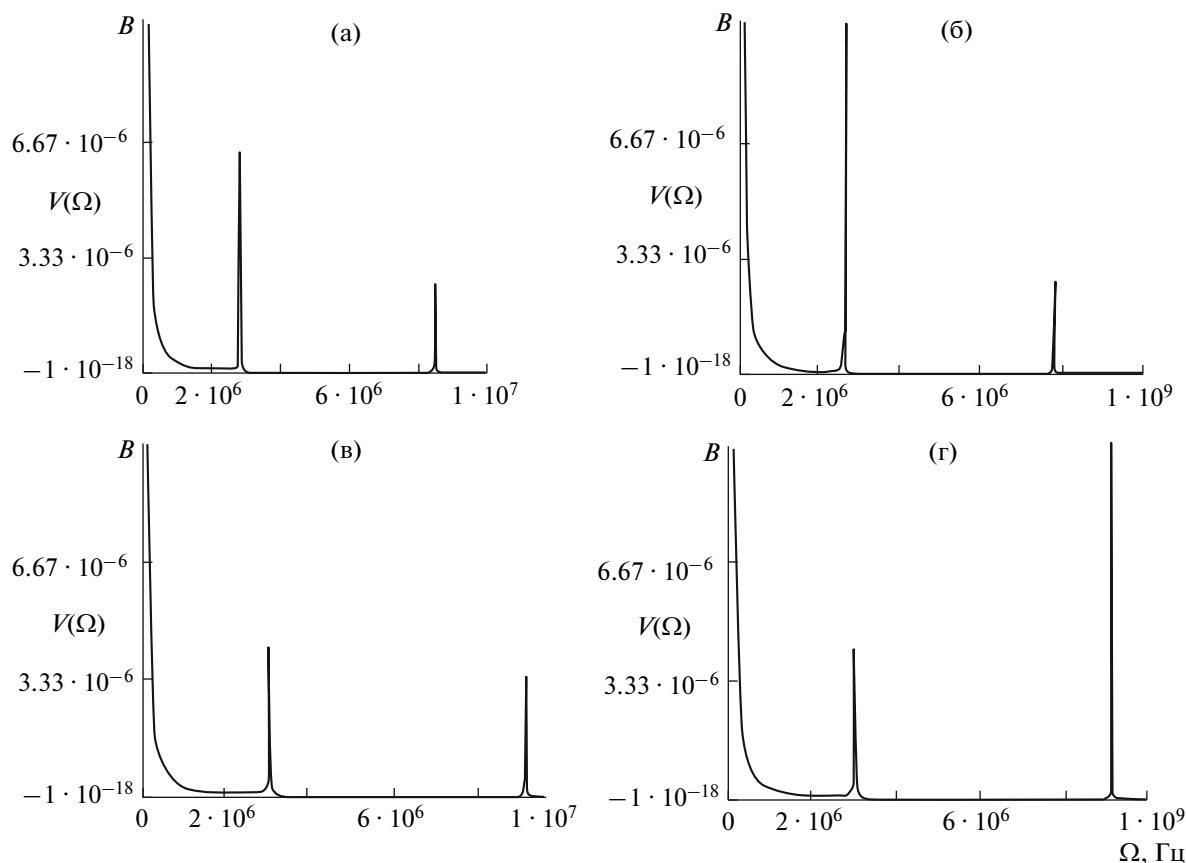


Рис. 4. Зависимость амплитуды фотоакустического сигнала от частоты модуляции при различных геометрических параметрах системы образец – пьезопреобразователь: $\ell = 5.5 \times 10^{-3}$ м, $\ell = 6 \times 10^{-3}$ м при $\ell_1 = \text{const}$ (а, б); $\ell_1 = 5.5 \times 10^{-4}$ м, $\ell_1 = 6 \times 10^{-4}$ м при $\ell = \text{const}$ (в, г).

ных граничных условиях в механически напряженных твердых телах с учетом зависимости коэффициента термоупругой связи от начальной деформации в образце. В области высоких частот модуляции обнаружено резонансное возрастание амплитудного сигнала, величина которого весьма существенно зависит от геометрических параметров системы образец–пьезопреобразователь, значения постоянных Мурнагана, модового состава бесселевых световых пучков и частоты его амплитудной модуляции.

Следует отметить, что экспериментальное измерение амплитуды фотоакустического отклика позволяет на основе полученных выражений (11–14) предложить метод определения величины коэффициента термоупругой связи в кристаллических средах, содержащих внутренние напряжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф10-Р243).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем полученные выражения для амплитуд фотоакустических сигналов при выполнении следующих граничных условий:

1. Границы системы образец–пьезопреобразователь зажаты

$$V = h \frac{e^{ik_1 2\ell_1} - 1}{1 - e^{ik_1 2\ell_1} - \frac{2k_1 c^D}{Qc^T} \text{tg} Q\ell (1 + e^{ik_1 2\ell_1})} W \quad (15)$$

$$W = \left[(c^T \Psi_3 + \Phi_2) \frac{\text{tg} Q\ell}{Qc^T} - \frac{\Psi_1}{\cos Q\ell} + \Psi_2 \right],$$

$$\Psi_1 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s^2 - \beta^2}{(\beta^2 + Q^2)(\sigma_s^2 + Q^2)} \right),$$

$$\Psi_2 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{e^{-\beta\ell}}{\beta^2 + Q^2} - \frac{\beta}{\sigma_s^2 + Q^2} \right),$$

$$\Psi_3 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s e^{-\sigma_s \ell}}{\sigma_s^2 + Q^2} - \frac{\beta e^{-\beta \ell}}{\beta^2 + Q^2} \right),$$

$$\varphi_2 = V \alpha_i E^{TE} \left(\frac{\beta}{\sigma_s} e^{-\sigma_s \ell} - e^{-\beta \ell} \right).$$

2. Фронтальная граница образца зажата, а граница пьезопреобразователя свободна

$$V = h \frac{(1 - e^{ik_1 2\ell_1})^2}{\frac{ik_1 c^D}{Qc^{TE}} \operatorname{tg} Q\ell (1 - e^{ik_1 2\ell_1}) - e^{ik_1 2\ell_1} - 1} W, \quad (16)$$

$$W = \left[\Psi_2 - (c^T \Psi_3 + \varphi_2) \frac{\operatorname{tg} Q\ell}{Qc^T} - \Psi_1 (it \operatorname{tg} Q\ell - e^{iQ\ell}) \right],$$

$$\Psi_1 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s^2 - \beta^2}{(\beta^2 + Q^2)(\sigma_s^2 + Q^2)} \right),$$

$$\Psi_2 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{e^{-\beta \ell}}{\beta^2 + Q^2} - \frac{\beta}{\sigma_s^2 + Q^2} \right),$$

$$\Psi_3 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s e^{-\sigma_s \ell}}{\sigma_s^2 + Q^2} - \frac{\beta e^{-\beta \ell}}{\beta^2 + Q^2} \right),$$

$$\varphi_2 = V \alpha_i E^{TE} \left(\frac{\beta}{\sigma_s} e^{-\sigma_s \ell} - e^{-\beta \ell} \right).$$

3. Передняя грань образца свободна, а граница пьезопреобразователя зажата

$$V = h \frac{e^{ik_1 2\ell_1} - 1}{e^{ik_1 2\ell_1} - 1 + \frac{ik_1 c^D}{Qc^T} \operatorname{tg} Q\ell (1 + e^{ik_1 2\ell_1})} W, \quad (17)$$

$$W = \left[\Psi_2 + (c^T \Psi_3 + \varphi_2) \frac{\operatorname{ctg} Q\ell}{Qc^T} - \Psi_1 \left(Qc^T - \frac{\operatorname{ctg} Q\ell}{Qc^T} \right) \right],$$

$$\Psi_1 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_s^2 + Q^2} - \frac{\beta}{\beta^2 + Q^2} \right) - V \alpha_i E^{TE} \left(\frac{\beta - \sigma_s}{\sigma_s} \right),$$

$$\Psi_2 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{e^{-\beta \ell}}{\beta^2 + Q^2} - \frac{e^{-\sigma_s \ell}}{\sigma_s^2 + Q^2} \right),$$

$$\Psi_3 = \bar{E}^{TE} \left(\frac{\sigma_s e^{-\sigma_s \ell}}{\sigma_s^2 + Q^2} - \frac{\beta e^{-\beta \ell}}{\beta^2 + Q^2} \right),$$

$$\varphi_2 = V \alpha_i E^{TE} \left(\frac{\beta}{\sigma_s} e^{-\sigma_s \ell} - e^{-\beta \ell} \right).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991, 352 с.
2. Бокуть Б.В., Митюрин Г.С. // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 4. С. 962.
3. Mityurich G.S., Aleksiejuk M., Astakhov P.V., Khilo P.A., Serdyukov A.N. // Int. J. Thermophys. 2010 D01 10.1007/S10765-010-0749-1.
4. Митюрин Г.С. // Кристаллография. 1991. Т. 36. № 1. С. 212.
5. Муратилов К.Л., Глазов А.Л. // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 6. С. 110.
6. Жаркий С.М., Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подьмова Н.Б., Тимошенко В.Ю. // ФТП. 2003. Т. 37. № 4. С. 485.
7. Etyanovich A.N., Mityurich G.S., Burbello R.M. // Photoelectronics. 2005. № 14. P. 8.
8. Лямиев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989. 238 с.
9. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
10. Константинова А.Ф., Гречушников Б.Н., Бокуть Б.В., Валяшко Е.Г. Оптические свойства кристаллов. Минск: Наука и техника, 1995. 302 с.
11. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. Минск: Изд. АН БССР, 1958. 380 с.
12. Митюрин Г.С., Зеленый В.П., Семченко И.В., Сердюков А.Н. // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. № 2. С. 428.
13. Митюрин Г.С., Стародубцев Е.Г. // Кристаллография. 1994. Т. 39. № 6. С. 1068.
14. Бахолдин С.И., Галактионов Е.В., Тропп Э.А. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 11. С. 1.
15. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
16. Бурбело Р.М., Гуляев А.Л., Кузьмич А.Г., Кучеров И.Я. // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 4. С. 121.
17. Муратилов К.Л. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 7. С. 59.
18. Судьенков Ю.В., Сажко З.А. // ЖТФ. 2003. Т. 73. № 1. С. 134.
19. Глазов А.Л., Муратилов К.Л., Николаев В.Н., Пульнев С.А. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 15. С. 32.
20. Durnin J. // J. Opt. Soc. Am. 1987. Т. 4. P. 651.
21. Белый В.Н., Казак Н.С., Хило Н.А. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 9. С. 753.
22. Sizmar T., Dholakia K. // Opt. Express. 2009. V. 17. № 18. P. 15558.
23. Ропот П.И., Митюрин Г.С. Устройство термооптического возбуждения акустических волн: пат. 5969 РБ, МПК G10K 11/00/.; заяв. ИФ НАН Беларуси - № и 20090659; заявл. 28.07.2009; опуб. 28.02.2010 // Афіцыйны бюл. / Нац. Цэнтра Інтэлектуальнай уласнасці. – 2010. № 1 (72). С. 215.
24. Бокуть В.В., Сердюков А.Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 5. С. 1803.
25. Гуляев Ю.В., Морозов А.И., Раевский Ю.В. // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 469.