

УДК 622.611.4:620.179.16

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ В ГЕОМАТЕРИАЛАХ

В. Н. Иньков, Е. Б. Черепецкая, В. Л. Шкуратник,
А. А. Карабутов*, В. А. Макаров*

Московский государственный горный университет, 119991 Москва

* Международный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва

E-mails: ftkp@mail.ru, aak@sasha.phys.msu.su

Теоретически и экспериментально исследована возможность создания лазерно-ультразвуковых источников мощных коротких импульсов упругих продольных волн на основе нелинейных тепловых процессов в генераторной среде. Рассмотрена трехмерная модель тепловой нелинейности, рассчитаны формы, спектры, диаграммы направленности сигналов, возбуждаемых в геоматериалах.

Ключевые слова: тепловая нелинейность, лазерное возбуждение, упругие волны, геоматериалы.

Введение. Ультразвуковые методы находят широкое применение при решении самых разнообразных задач геоконтроля, связанных с изучением структуры, свойств и состояния геоматериалов [1]. В то же время на практике значительные потенциальные возможности этих методов во многом не реализуются из-за отсутствия мощных широкополосных источников ультразвука, позволяющих исследовать среды с сильным затуханием упругих волн на основе принципов акустической спектроскопии. Наиболее перспективное направление создания таких источников предполагает термооптическое (лазерное) возбуждение ультразвуковых импульсов в геоматериалах [2].

При падении лазерного излучения на границу раздела оптически прозрачной и поглощающей сред в последней происходит локальный разогрев приповерхностного слоя. Дальнейшее тепловое расширение этого слоя приводит к возбуждению упругих волн. Если поглощающей средой служила жидкость, то возбуждаются только продольные волны, если твердое тело, то помимо продольных возникают сдвиговые и поверхностные волны. Амплитуда акустического давления p_0 пропорциональна объемной плотности выделившейся теплоты $w = \mu I_0 \tau_L$ (μ — коэффициент поглощения; I_0 , τ_L — амплитуда и длительность лазерного импульса); $p_0 = w\gamma/2$. Здесь коэффициент $\gamma = c_0^2\beta/c_p$ определяется скоростью распространения продольных упругих волн c_0 , а также теплофизическими характеристиками поглощающей среды (β — коэффициент объемного расширения; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении). При импульсном лазерном возбуждении ультразвука возможно получение сверхкоротких сигналов длительностью до 0,1 нс и амплитудами давления вплоть до 10 МПа [3]. Получение высоких уровней давления связано прежде всего

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда “Ведущие научные школы России” (грант № НШ-1467.2003.5).

с использованием сред с большими коэффициентами поглощения света и очень коротких лазерных импульсов, для которых выполняется условие $\tau_L \ll (\mu c_0)^{-1}$ [4]. Сочетание большой амплитуды и малой длительности оптико-акустических сигналов позволяет реализовать рекордные скорости деформации материалов. При этом форма и спектр таких акустических сигналов достаточно просто оцениваются теоретически [5].

Дальнейшее увеличение амплитуды давления ультразвуковых импульсов (до 100–1000 МПа) при лазерном возбуждении возможно за счет увеличения энергии светового пучка. Однако такое увеличение сопровождается разрушением среды, обусловленным перегревом, паро- и плазмообразованием, оптическим пробоем и другими явлениями.

Повышение амплитуды возбуждаемых акустических импульсов без повреждения контролируемого объекта возможно за счет использования находящейся на его поверхности промежуточной жидкой поглощающей среды с максимальным значением параметра γ . Такая среда, поглощая лазерное излучение, испытывает тепловое расширение, являясь, таким образом, генератором упругих волн. При этом нагрев среды может составлять десятки градусов, и на процесс генерации ультразвука начинает оказывать влияние зависимость коэффициента объемного расширения от температуры. Как показано в работах [6, 7], выполненных для одномерной модели, учет данной зависимости может приводить к увеличению амплитуды сигнала почти на порядок. Данный эффект получил название тепловой нелинейности [7].

В настоящей работе рассматривается трехмерная теоретическая модель лазерно-ультразвуковых источников мощных широкополосных импульсов упругих волн, основанных на использовании эффекта тепловой нелинейности, а также приведены результаты экспериментальных исследований таких источников.

Теоретическая модель. Рассмотрим следующую модель (рис. 1): на плоскую поверхность жидкой поглощающей среды ($z > 0$) из воздуха падает гауссов световой пучок, в котором интенсивность меняется по закону $I = I_0 L(t) B(x, y)$, где $L(t) = (\sqrt{\pi})^{-1} \exp[-(t/\tau_L)^2]$ — временная огибающая лазерного импульса; $B(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/r_a^2]$ — распределение света в сечении пучка радиуса r_a . Пусть \mathbf{r} , \mathbf{r}_1 — радиус-векторы точки наблюдения и источников; \mathbf{n} , \mathbf{n}_\perp — единичные векторы; угол θ задает направление на точку наблюдения.

Будем считать, что изменение интенсивности в поглощающей среде описывается законом Бугера, а распределение температурного поля внутри среды — уравнением тепло-

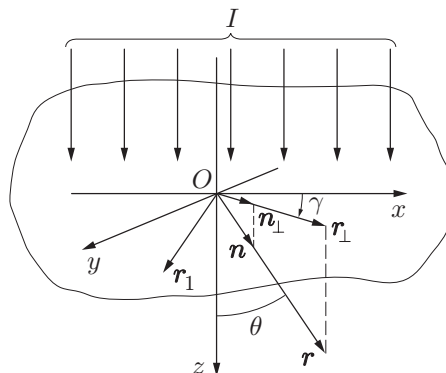


Рис. 1. Схема процесса термооптического возбуждения упругих волн в генераторной среде

проводности [4]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{\mu I}{\rho c_p} \exp(-\mu z), \quad (1)$$

где T — приращение температуры; χ , ρ , μ — температуропроводность, плотность и коэффициент поглощения среды; $\Delta \equiv \partial^2/x^2 + \partial^2/y^2 + \partial^2/z^2$ — оператор Лапласа. При пренебрежении температуропроводностью (для воды $\chi = 1,43 \cdot 10^{-7}$ м²/с) решение уравнения (1) записывается в безразмерном виде

$$T' = T/T^* = M \exp(-Mz')B(x', y')\Phi(t'), \quad (2)$$

где $T^* = I_0\tau_L/(\rho c_p r_a)$ — нормированная температура; $M = \mu r_a$ — “оптическая” толщина среды; $\{x', y', z'\} = \{x/r_a, y/r_a, z/r_a\}$, $t' = t/\tau_L$ — безразмерные координаты и время; $\Phi(t') = 0,5[1 + \operatorname{erf}(t')]$ — временная зависимость температурного поля в среде.

В качестве поглощающей среды для дальнейших численных расчетов возьмем разбавленный водный раствор туши, который по своим термодинамическим параметрам близок к воде. При этом коэффициент поглощения может варьироваться в широких пределах в зависимости от концентрации туши (от $\mu = 0,1$ см⁻¹ для воды до $\mu > 1000$ см⁻¹ для чистой туши). Из уравнения (2) видно, что температура со временем выходит на постоянный уровень, как и следовало ожидать в отсутствие теплопроводности. При поверхностном поглощении ($M \gg 1$) происходит максимальный нагрев тонкого приграничного слоя. В случае объемного поглощения ($M \ll 1$) наблюдается равномерный нагрев среды. С удалением в глубь среды температура спадает по экспоненциальному закону в соответствии с законом Бугера.

С учетом уравнения (2) и влияния тепловой нелинейности неоднородное волновое уравнение может быть записано в виде

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = \rho c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\beta(T)T], \quad (3)$$

где p — акустическое давление; $\beta(T)$ — температурный коэффициент объемного расширения среды, нелинейно зависящий от температуры; T_0 — начальная температура. В дальнейшем ограничимся двумя первыми членами разложения $\beta(T)$ по температуре T в ряд Тейлора: $\beta(T)T = \beta(T_0)T + (d\beta/dT)_{T=T_0}T^2$. Приведем уравнение (3) к безразмерному виду, используя безразмерные параметры уравнения (2):

$$\alpha^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial t'^2} - \Delta' p' = \frac{\partial^2}{\partial t'^2} \left[\alpha S_1(z')B(x', y')\Phi(t') + \alpha \left(\frac{d\beta}{dT} \right)' S_2(z')B^2(x', y')\Phi^2(t') \right], \quad (4)$$

где $p' = p/p_0$, $p_0 = c_0\beta(T_0)I_0/c_p$; $\alpha = r_a/(c_0\tau_L)$ — параметр, характеризующий отношение времени пробега звука по области тепловыделения к длительности лазерного импульса; $S_1(z') = M \exp(-Mz')$; $S_2(z') = S_1^2(z')$. Величина $(d\beta/dT)' = 1,53 \cdot 10^3 \cdot E/r_a$ [Дж/мм³], $E = I_0\tau_L$ — поверхностная плотность энергии в импульсе.

Для решения уравнения (4) используем преобразование Фурье по времени:

$$p'_\omega(\omega', \mathbf{r}') = \int_{-\infty}^{\infty} p'(t', \mathbf{r}') \exp(i\omega't') dt', \quad \omega' = \omega\tau_L.$$

В результате получаем неоднородное уравнение Гельмгольца

$$\Delta' p'_\omega + \alpha^2 \omega'^2 p'_\omega = \alpha \omega'^2 [\Phi_\omega(\omega')S_1(z')B(x', y') + \Psi(\omega')(d\beta/dT)'S_2(z')B^2(x', y')], \quad (5)$$

где $\Phi_\omega(\omega') = (i/\omega')L_\omega(\omega') = (i/\omega') \exp(-\omega'^2/4)$ — спектр функции $\Phi(t')$; $\Psi(\omega') = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_\omega(\Omega)\Phi_\omega(\omega' - \Omega) d\Omega$ — свертка функций. В зависимости от соотношения акустических импедансов прозрачной и поглощающей сред уравнение (5) дополняется граничным условием: $(\partial p'/\partial z')|_{z'=0} = 0$ при жесткой границе, $p'|_{z'=0} = 0$ при свободной границе. Решение уравнения Гельмгольца ищем с помощью функции Грина, которая в неограниченной среде имеет вид

$$G(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_1|} \exp(i\alpha\omega'|\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_1|). \quad (6)$$

Спектр акустического давления состоит из линейной ($p'_{\omega,1}$) и нелинейной ($p'_{\omega,2}$) составляющих: $p'_\omega(\omega', \mathbf{r}') = p'_{\omega,1}(\omega', \mathbf{r}') + p'_{\omega,2}(\omega', \mathbf{r}')$. Для того чтобы решение уравнения (5) с функцией Грина (6) удовлетворяло граничным условиям, его надо модернизировать путем продолжения тепловых источников $S_{1,2}^c(z')$ на область $z' < 0$ либо четным образом ($S_{1,2}^c(z') = S_{1,2}^c(-z')$) при жесткой границе, либо нечетным образом ($S_{1,2}^c(z') = -S_{1,2}^c(-z')$) при свободной границе. В результате получим следующие решения:

$$p'_{\omega,1}(\omega', \mathbf{r}') = \frac{\alpha\omega'^2\Phi_\omega(\omega')}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{+\infty} dx'_1 dy'_1 dz'_1 B(x'_1, y'_1) S_1^c(z'_1) F(\alpha, \omega', \mathbf{r}, \mathbf{r}'); \quad (7)$$

$$p'_{\omega,2}(\omega', \mathbf{r}') = \frac{\alpha\omega'^2(d\beta/dT)'\Psi(\omega')}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{+\infty} dx'_1 dy'_1 dz'_1 B^2(x'_1, y'_1) S_2^c(z'_1) F(\alpha, \omega', \mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (8)$$

где

$$F(\alpha, \omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\exp(i\alpha\omega'[(x' - x'_1)^2 + (y' - y'_1)^2 + (z' - z'_1)^2]^{1/2})}{[(x' - x'_1)^2 + (y' - y'_1)^2 + (z' - z'_1)^2]^{1/2}}.$$

Выражения (7), (8) представляют собой разложения звукового поля по расходящимся сферическим волнам. В области действия тепловых источников реализуется сложный режим стоячих и бегущих волн, и только на расстояниях, больших μ^{-1} , распространяется чисто бегущая волна. Поэтому воспользуемся приближением дальней волновой зоны ($|\mathbf{r}'_1| \ll |\mathbf{r}'|$), для которого функция Грина примет вид

$$G(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1) \approx \frac{1}{4\pi|\mathbf{r}'|} \exp(i\alpha\omega'|\mathbf{r}'|) \exp\left[-i\alpha\omega' \frac{(\mathbf{r}'\mathbf{r}'_1)}{|\mathbf{r}'|}\right]. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (7) и (8), получим

$$p'_{\omega,1}(\omega', \mathbf{r}') = \frac{\alpha\omega'^2\Phi_\omega(\omega')}{4\pi|\mathbf{r}'|} \exp(i\alpha\omega'|\mathbf{r}'|) \iiint_{-\infty}^{+\infty} B(\mathbf{r}'_{1\perp}) S_1^c(z'_1) \exp(-i\alpha\omega'(\mathbf{n}\mathbf{r}'_1)) d\mathbf{r}'_{1\perp} dz'_1; \quad (10)$$

$$p'_{\omega,2}(\omega', \mathbf{r}') = \frac{\alpha\omega'^2(d\beta/dT)'\Psi(\omega')}{4\pi|\mathbf{r}'|} \exp(i\alpha\omega'|\mathbf{r}'|) \times \\ \times \iiint_{-\infty}^{+\infty} B^2(\mathbf{r}'_{1\perp}) S_2^c(z'_1) \exp(-i\alpha\omega'(\mathbf{n}\mathbf{r}'_1)) d\mathbf{r}'_{1\perp} dz'_1, \quad (11)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{r}'/|\mathbf{r}'|$ — единичный вектор, направленный в точку наблюдения (см. рис. 1). Ввиду того, что в дальней волновой зоне выполняется условие $\mathbf{k}'\mathbf{r}' = \alpha\omega'r' \gg 1$, выражения (10) и (11) принимают вид

$$p'_{\omega,1}(\omega', \mathbf{r}') = \frac{\alpha\omega'^2\Phi_\omega(\omega')}{4\pi|\mathbf{r}'|} \exp(i\alpha\omega'|\mathbf{r}'|) \int_{-\infty}^{+\infty} B(\mathbf{r}'_{1\perp}) \exp(-i\alpha\omega'(\mathbf{n}_\perp\mathbf{r}'_{1\perp})) d\mathbf{r}'_{1\perp} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} S_1^c(z'_1) \exp(i\alpha\omega'z'_1 \cos\theta) dz'_1; \quad (12)$$

$$p'_{\omega,2}(\omega', \mathbf{r}') = \frac{\alpha\omega'^2(d\beta/dT)'\Psi(\omega')}{4\pi|\mathbf{r}'|} \exp(i\alpha\omega'|\mathbf{r}'|) \int_{-\infty}^{+\infty} B^2(\mathbf{r}'_{1\perp}) \exp(-i\alpha\omega'(\mathbf{n}_\perp\mathbf{r}'_{1\perp})) d\mathbf{r}'_{1\perp} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} S_2^c(z'_1) \exp(i\alpha\omega'z'_1 \cos\theta) dz'_1. \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{n}_\perp = \mathbf{r}_\perp/|\mathbf{r}_\perp| = \mathbf{n} \sin\theta$. После вычисления интегралов в (12) и (13) для гауссова пучка получаем

в случае жесткой границы

$$p'_{\omega,1}(\omega', \mathbf{r}') = \begin{cases} M^2\alpha\omega'^2\Phi_\omega(\omega')H/2|\mathbf{r}'|(M^2 + \alpha^2\omega'^2 \cos^2\theta), \\ M\alpha^2\omega'^3 \cos\theta\Phi_\omega(\omega')H/2|\mathbf{r}'|(M^2 + \alpha^2\omega'^2 \cos^2\theta), \end{cases}$$

в случае свободной границы

$$p'_{\omega,2}(\omega', \mathbf{r}') = \begin{cases} M^3\alpha\omega'^2(d\beta/dT)'\Psi(\omega')H/2|\mathbf{r}'|(4M^2 + \alpha^2\omega'^2 \cos^2\theta), \\ iM^2\alpha^2\omega'^3 \cos\theta (d\beta/dT)'\Psi(\omega')H/4|\mathbf{r}'|(4M^2 + \alpha^2\omega'^2 \cos^2\theta), \end{cases}$$

где $H = \exp(i\alpha\omega'|\mathbf{r}'| - (1/2)i\alpha^2\omega'^2 \sin^2\theta)$.

Численный расчет. Для численных расчетов брались физические характеристики раствора туши, приведенные ранее, и следующие характеристики лазерного излучения, реализуемые на установке лазерно-ультразвукового структуроскопа для диагностики геоматериалов ГЕОСКАН-02М: $\lambda = 1,06$ мкм, $\tau_L = 10^{-8}$ с, $r_a = 1 \div 10$ мм и $E_{\max} = 260$ мДж/см².

На рис. 2 приведены временные профили линейной и нелинейной составляющих акустического сигнала при жесткой и свободной границах ($\tau' = t' - \alpha r'$ — безразмерное время в “бегущей” системе координат). Расчет проводился для точки на оси пучка с координатой $z' = 10$ при $r_a = 1$ мм, $M = 200$ см⁻¹ и $E = 210$ мДж/см². При данных условиях локальный нагрев среды составляет 10 К и реализуется приближение дальней волновой зоны, в которой для жесткой границы (рис. 2,а) формируется двухполярный импульс, состоящий из фаз сжатия и разрежения, и трехполярный (две фазы сжатия и фаза разрежения) — для свободной (рис. 2,б). Нелинейная составляющая сигнала запаздывает относительно линейной, что наряду с дифракцией приводит к несимметричному виду акустического импульса. Для того чтобы нелинейный вклад был сравним с линейным при одинаковых условиях, в случае жесткой границы требуется меньшая плотность энергии лазерного импульса, чем при свободной. Длительность акустического сигнала определяется “оптической” толщиной среды. Чем больше значение M , тем короче импульс.

По длительности составляющие акустического импульса также различаются, что отражается в их спектрах (рис. 3), которые получены при тех же параметрах, что и зависимости на рис. 2,б. Модули спектров отнесены к их максимальным значениям. Спектр

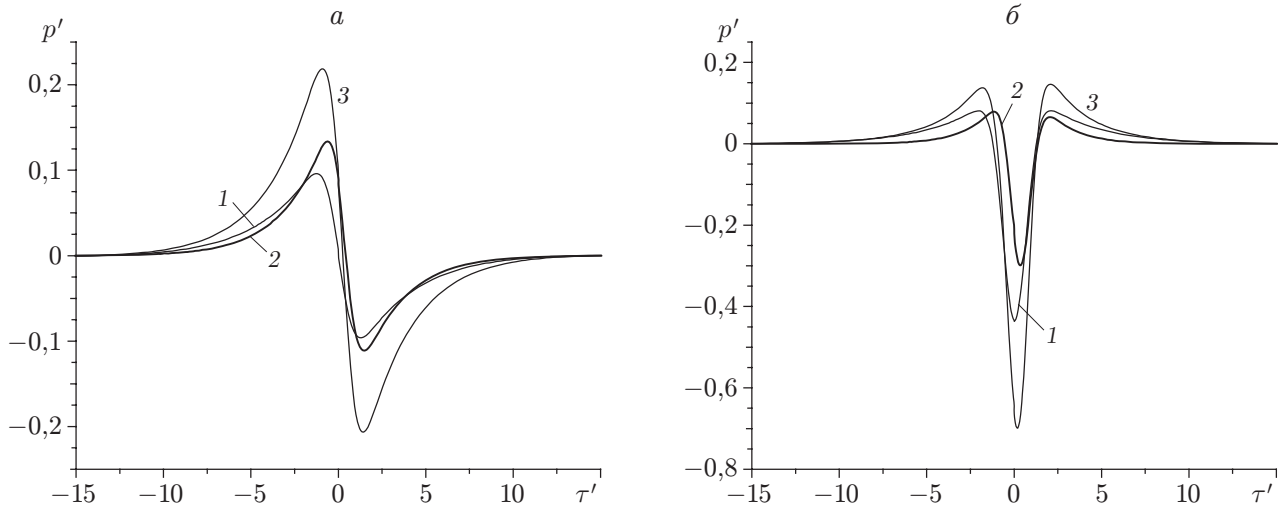


Рис. 2. Зависимость приращения давления от времени в “бегущей” системе координат в случаях жесткой (а) и свободной (б) границы:

1 — линейная, 2 — нелинейная составляющие оптико-акустического сигнала, 3 — их сумма

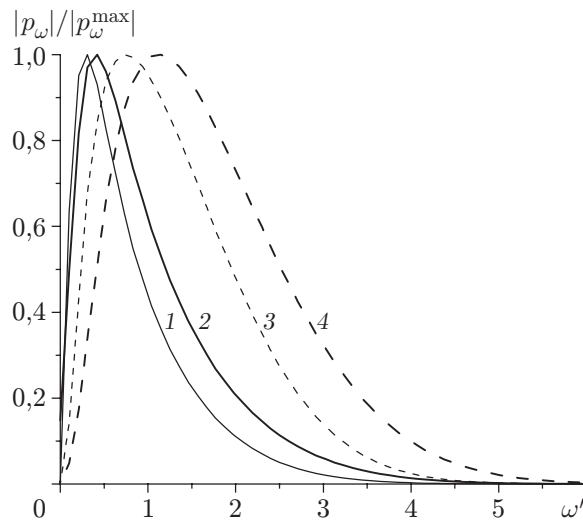


Рис. 3. Модули амплитудных спектров линейной (1, 3) и нелинейной (2, 4) составляющих оптико-акустического сигнала в случаях жесткой (кривые 1, 2) и свободной (кривые 3, 4) границ

нелинейного сигнала шире спектра линейного, и в случае свободной границы возбуждается более широкополосный сигнал.

На рис. 4 показаны диаграммы направленности акустического поля в зависимости от параметра M для двух типов граничных условий. При $M = 20$ происходит нагрев тонкого поверхностного слоя среды в виде диска (поверхностное поглощение, кривая 1), который затем возбуждает акустическую волну. При $M = 0,2$ наблюдается объемное поглощение (кривые 4, 5), когда происходит равномерный прогрев среды по глубине и источником упругой волны является цилиндрическая область тепловыделения. Кривые 2, 3 описывают промежуточный случай ($M = 2$). При одних и тех же параметрах лазерного пучка диаграмма направленности при поверхностном поглощении практически совпадает для

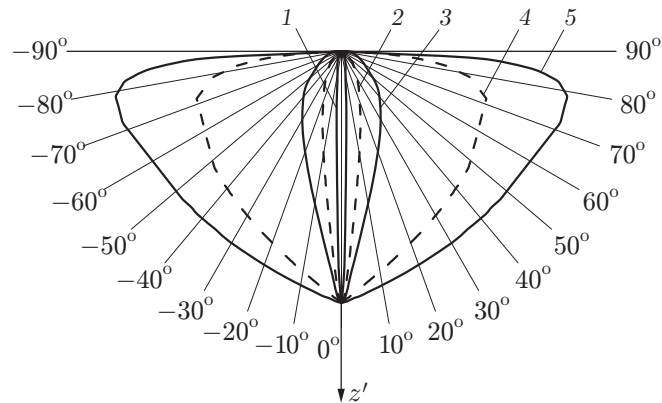


Рис. 4. Диаграммы направленности тепловых источников звука в случаях жесткой (сплошные линии) и свободной (штриховые линии) границ: $M = 20$ (1), 2 (2, 3), 0,2 (4, 5)

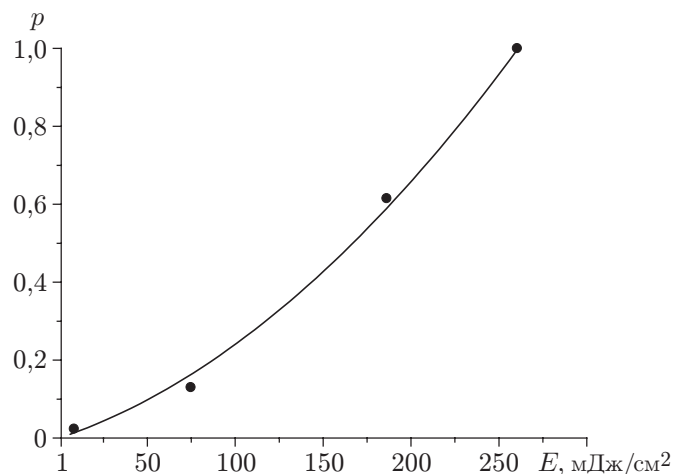


Рис. 5. Зависимость амплитуды акустического сигнала, возбуждаемого в растворе туши, от поверхностной плотности энергии лазерного импульса: линия — расчет; точки — эксперимент

жесткой и свободной границ. В то же время при объемном поглощении в случае жесткой границы диаграмма направленности значительно шире, чем для свободной.

Эксперимент. Для проверки зависимости амплитуды оптико-акустического сигнала от поверхностной плотности энергии лазерного импульса был проведен эксперимент. Возбуждение упругих волн осуществлялось в водном растворе туши, который был залит в диафрагму (цилиндр) высотой 10 мм и диаметром 20 мм, помещенную на поверхность приемника. Для данной концентрации туши коэффициент поглощения μ определялся экспериментально по переднему фронту акустического сигнала и составил 345 см^{-1} . Сверху цилиндр был накрыт стеклом для создания границы, близкой к жесткой (отношение акустических импедансов воды и стекла равно 0,11). С помощью диафрагмы, сделанной из зачерненной плотной бумаги, формируется лазерный пучок радиусом 4 мм. Источником световых импульсов является твердотельный лазер установки ГЕОСКАН-02М. Вариация энергии лазерного импульса осуществлялась с помощью различных комбинаций световых фильтров. На рис. 5 приведены теоретическая зависимость амплитуды давления импульса от поверхностной плотности энергии лазерного импульса и результаты эксперимента.

Амплитуда акустического сигнала, отнесенная к максимальной, нелинейно увеличивается с ростом плотности энергии (квадратичная зависимость). Экспериментальные точки достаточно близко лежат относительно теоретической кривой, максимальное их отклонение не превышает 15 %. Отмечено также, что рост энергии лазерного импульса сопровождается не только существенным возрастанием амплитуды акустического сигнала, но и увеличением ширины его спектра примерно в 1,5 раза.

Выводы. Представленные расчеты и результаты эксперимента свидетельствуют о возможности увеличения интенсивности и ширины спектра ультразвуковых сигналов, возбуждаемых лазерным излучением в геологической среде с высоким коэффициентом затухания упругих волн. Такая возможность обеспечивается за счет эффекта тепловой нелинейности, возникающего в генераторной среде со значением коэффициента поглощения оптического излучения порядка 10^3 см^{-1} и температурным коэффициентом объемного расширения порядка 10^{-4} К .

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ермолов И. Н.** Теория и практика ультразвукового контроля. М.: Машиностроение, 1981.
2. **Карабутов А. А., Макаров В. А., Шкуратник В. Л., Черепецкая Е. Б.** Теоретическая оценка параметров ультразвуковых импульсов, возбуждаемых в геоматериалах лазерным излучением // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 2003. № 4. С. 11–18.
3. **Karabutov A. A., Murashov V. V., Podymova N. V.** Laser optical acoustic transducers for inspection of layered composites // Mech. Compos. Mater. 1999. V. 35. P. 125–134.
4. **Гусев В. Э., Карабутов А. А.** Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991.
5. **Бурмистрова Л. В., Карабутов А. А., Портнягин А. И. и др.** Метод передаточных функций в задачах термооптического возбуждения звука // Акуст. журн. 1978. Т. 24, № 5. С. 655–663.
6. **Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.** К нелинейной теории теплового механизма генерации звука лазерным излучением // Акуст. журн. 1979. Т. 25, № 4. С. 622–625.
7. **Бурмистрова Л. В., Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.** О влиянии тепловой нелинейности на термооптическую генерацию звука // Там же. С. 616–619.

Поступила в редакцию 27/VII 2004 г.
