АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 5

УДК 534.232

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПРИ ТЕПЛОВОМ МЕХАНИЗМЕ

Коломенский Ал. А.

Дано теоретическое описание возбуждения объемных и поверхностных акустических волн при выделении тепла в твердом теле за счет поглощения оптического излучения.

Исследования возбуждения упругих импульсов лазерным излучением в твердом теле были начаты вскоре после создания лазеров [1]. Рекордные возможности, предоставленные лазерами для получения экстремальных состояний вещества, побудили к исследованиям упругих напряжений и разрушения твердых тел [2, 3], а также к исследованию ударных волн, создаваемых при воздействии мощного лазерного излучения [4, 5]. Наряду с этими исследованиями, в которых главный интерес представляли сложные нелинейные процессы, проводились также исследования различных применений лазерной генерации акустических волн для неразрушающего контроля [6], определения акустических параметров вещества [7], акустической диагностики динамических процессов, происходящих под воздействием лазерного излучения [8—11]. При этом существенную роль играет тепловой механизм возбуждения акустических волн. Его теоретическому исследованию к настоящему времени посвящен ряд работ в применении как к возбуждению объемных звуковых волн [11—13], так и поверхностных акустических волн (ПАВ) [14—16].

В указанных работах использованы разные подходы, и акустические поля (потенциалы, смещения, упругие напряжения) рассчитаны в разных предположениях, что затрудняет сопоставление полученных результатов между собой и с имеющимся в литературе обширным экспериментальным материалом. В данной работе предпринята попытка дать единое аналитическое описание термооптического механизма возбуждения как объемных, так и поверхностных звуковых волн. Использована модель изотропного твердого тела с учетом теплопроводности; при этом пространственно-временное распределение тепловых источников предполагается произвольным. Хотя все рассмотрение проведено в терминах упругих смещений, приведены также соотношения для компонент тензора напряжений.

Для упругих смещений $\mathbf{u}$ в линейном приближении имеем следующее уравнение [17, 18]:

$$\rho(\partial^2\mathbf{u}/\partial t^2)=\rho c_t^2\Delta\mathbf{u}+\rho(c_l^2-c_t^2)\nabla\operatorname{div}\mathbf{u}-K\alpha\nabla T, \tag{1}$$

где ρ — плотность среды, c_l и c_t — скорости распространения предельных и поперечных звуковых волн, $K=\rho c_l^2(1-4/3n^2)$ — модуль всестороннего сжатия, $n=c_l/c_t$, α — коэффициент объемного теплового расширения.

Изменения температуры описываются уравнением [18]

$$\rho c_\varepsilon\frac{\partial T}{\partial t}+\alpha KT\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{div}\mathbf{u}-\varkappa\Delta T=Q, \tag{2}$$

где c_ε — теплоемкость единицы массы среды при постоянной деформации, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности, $Q(\mathbf{R},t)$ — плотность мощности тепловых источников, обусловленных поглощением лазерного излучения. При нормальном падении лазерного излучения на граничную поверхность $z=0$

$$Q(\mathbf{R},t)=A_0I_0g(x,y,t)\exp(-\mu z), \tag{3}$$

где A_0 — коэффициент прохождения излучения через границу, $g(x, y, t)$ — пространственно-временное распределение интенсивности по поперечному сечению пучка, $\max(g)=1$.

Дальше для получения аналитических выражений и численных оценок будет использовано гауссово пространственно-временное распределение интенсивности и будет предполагаться, что $\mu=\text{const}$. В этом случае

$$Q=\mu A_0 I_0 \exp\left(-r^2/a^2-t^2/\tau^2-\mu z\right), \tag{4}$$

где a — характерный радиус лазерного пучка, τ — длительность лазерного излучения.

Второй член в левой части (2), описывающий вариации температуры вследствие сжатий и растяжений среды, обычно мал [18] и в рассматриваемых здесь задачах им можно пренебречь. В пренебрежении потоком тепла через границу твердого тела граничное условие для уравнения (2) запишется в виде

$$(\partial T/\partial z)\,|_{z=0}=0. \tag{5}$$

Таким образом, температурное поле будет однозначно определяться внешними тепловыми источниками.

Считая границу твердого тела свободной, дополним объемное уравнение (1) условиями отсутствия напряжений на граничной поверхности $z=0$:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z}+\frac{\partial u_z}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial u_y}{\partial z}+\frac{\partial u_z}{\partial y}=0,$$

$$(c_l^2-2c_t^2)\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}\right)+c_l^2\frac{\partial u_z}{\partial z}-\frac{\alpha kT}{\rho}=0. \tag{6}$$

Смещения $\mathbf{u}$ всегда можно представить в виде суммы двух вкладов [17] $\mathbf{u}=\mathbf{u}_l+\mathbf{u}_t$ таких, что $\operatorname{rot}\mathbf{u}_l=0$ и $\operatorname{div}\mathbf{u}_t=0$. Удобно совершить преобразование Фурье на времени и по координатам x и y:

$$(\tilde{\mathbf{u}}_{l,t}, \tilde{T})=\int(\mathbf{u}_{l,t}, T)\exp(-i\mathbf{kr}+i\omega t)\,d\mathbf{r}\,dt, \tag{7}$$

где $\mathbf{k}=\{k_x, k_y\}$, $\mathbf{r}=\{x, y\}$, знак $(\sim)$ над символом обозначает фурье-компоненту.

Тогда с учетом условий на бесконечности $\mathbf{u}_{l,t}$, $T\to 0$ при $z\to\infty$ аналогично тому, как это сделано в [19], получаем следующее решение динамических объемных уравнений (1), выраженное через возмущения температуры:

$$\tilde{\mathbf{u}}_l=\mathbf{b}_l\left[Ae^{-q_l z}+(1-2\delta_{iz})H^{(+)}e^{q_l z}+H^{(-)}e^{-q_l z}\right],$$

$$\tilde{\mathbf{u}}_t=\mathbf{b}_t Be^{-q_t z},$$

где

$$\mathbf{b}_l=\{-ik_x/q_l, -ik_y/q_l, 1\},$$

$$\mathbf{b}_t=\{-ik_x/q_t, -ik_y/q_t, k^2/q_t^2\}, \tag{8}$$

$\delta_{iz}=1$ при $i=z$ и 0 при $i=x, y$, $q_l=(k^2-k_l^2)^{1/2}$, $q_t=(k^2-k_t^2)^{1/2}$, $k_{l,t}=\omega/c_{l,t}$ при $k^2\geqslant k_l^2$, $k^2\geqslant k_t^2$, $q_l=-i(k_l^2-k^2)^{1/2}=-iq_{ls}$, $q_t=-i(k_t^2-k^2)^{1/2}=-iq_{ts}$ при $k^2<k_l^2$, $k^2<k_t^2$, $H^{(+)}=H^{(+)}(z, \infty)$, $H^{(-)}=H^{(-)}(0, z)$, $H^{(\pm)}(a, b)=\left(1-\frac{4}{3n^2}\right)\frac{\alpha}{2}\int\limits_a^b\times$ $\times e^{\mp q_l\zeta}\tilde{T}(\zeta)\,d\zeta$, A, B — некоторые постоянные, которые характеризуют амплитуды отраженных продольных и поперечных волн в результирующее звуковое поле. Выражения (8) представляют собой разложения звуковых возмущений по плоским волнам в трехмерном пространстве. При $k_l^2<k^2$ или $k_t^2<k^2$ имеем неоднородные плоские волны, экспоненциально спадаю-

щие в глубь среды. При $k_l^2>k^2$ и $k_t^2>k^2$ имеем распространяющиеся в объеме звуковые волны. В этом последнем случае слагаемые $\sim\exp(-q_{l,t}z)=$ $=\exp(iq_{l,t;\,s}z)$ описывают волны, бегущие от граничной поверхности, а слагаемые $\sim\exp(q_{l,t}z)=\exp(-iq_{l,t;\,s}z)$ — волны, бегущие к поверхности.

Для определения амплитуд A и B следует подставить решения (8) в граничные условия (6). Первые два граничных условия оказываются эквивалентны, таким образом два соотношения определяют две величины A и B:

$$A=H_0^{(+)}\frac{q_lq_tk^2+(k^2-k_t^2/2)^2}{q_lq_tk^2-(k^2-k_t^2/2)^2},$$

$$B=-H_0^{(+)}\frac{2q_t^2(k^2-k_t^2/2)}{q_lq_tk^2-(k^2-k_t^2/2)^2}, \tag{9}$$

где $H_0^{(+)}=H^{(+)}(0,\infty)$.

Можно получить выражения для величин A и B сразу, не проделывая вычислений, если воспользоваться известными выражениями для коэффициентов отражения на свободной поверхности твердого тела. В самом деле, введем новую переменную σ — угол падения $\mathbf{k}$, ω-компоненты продольного звука на плоскость $z=0$ согласно соотношению $k=(\omega/c_l)\sin\sigma$.

Из выражений (8) нетрудно видеть, что амплитуда волны продольного звука, создаваемой источником и падающей на границу, равна $u_{l,\,inc}=$ $=H_0^{(+)}/\cos\sigma$. Амплитуда отраженной от поверхности волны продольного звука равна $u_{l,\,ref}=A/\cos\sigma$, а амплитуда отраженной волны продольного звука при этом $u_{t,\,ref}=(c_t\sin\sigma/c_l\cos^2\sigma_t)B$, где $\sin\sigma_t=(c_t/c_l)\sin\sigma$. С другой стороны, $u_{l,\,ref}=V_{l,\,l}u_{l,\,inc}$ и $u_{t,\,ref}=V_{l,\,t}u_{l,\,inc}$, где $V_{l,\,l}(\sigma)$ и $V_{l,\,t}(\sigma)$ — амплитудные коэффициенты преобразования падающей волны продольного звука в волны продольного и поперечного звука при отражении на свободной поверхности твердого тела.

Тогда имеем

$$A=V_{l,\,l}H_0^{(+)},\ B=V_{l,\,t}(c_l\cos^2\sigma_t/c_t\sin\sigma\cos\sigma)H_0^{(+)}, \tag{10}$$

где выражения для $V_{l,\,l}$ и $V_{l,\,t}$ хорошо известны (см., например, [20]):

$$V_{l,l}(\sigma)=\frac{c_t^2\sin 2\sigma_t\sin 2\sigma-c_l^2\cos^2 2\sigma_t}{c_t^2\sin 2\sigma_t\sin 2\sigma+c_l^2\cos^2 2\sigma_t},$$

$$V_{l,t}(\sigma)=\frac{2c_lc_t\sin 2\sigma_t\cos 2\sigma_t}{c_t^2\sin 2\sigma_t\sin 2\sigma+c_l^2\cos^2 2\sigma_t}. \tag{11}$$

С учетом введенных обозначений выражения (9)—(11) эквивалентны.

Решение задачи (2), (5) для k, ω-компоненты температурного поля имеет вид

$$\tilde{T}(\mathbf{k},z,\omega)=e^{-q_Tz}[R^{(+)}(0,\infty)+R^{(-)}(0,z)]+e^{q_Tz}R^{(+)}(z,\infty),$$

$$R^{(\pm)}(a,b)=(1/2\varkappa q_T)\int_a^b\tilde{Q}(\zeta)e^{\mp q_T\zeta}d\zeta,\qquad q_T=(k^2-i\omega/\chi)^{1/2}, \tag{12}$$

где $\chi=\varkappa/\rho c_\varepsilon$ — температуропроводность среды.

При функции распределения тепловых источников вида (3) находим

$$H_0^{(+)}=(i/2)\,\omega^{-1}\tilde{g}(\mathbf{k},\omega)\,U_0h(q_l)S, \tag{13}$$

где $U_0=(1-4/3n^2)(A_0\alpha I_0/\rho c_\varepsilon)$ — характерное значение скорости частиц среды в акустической волне, $\tilde{g}(\mathbf{k},\omega)$-фурье-образ распределения интенсивности по поперечному сечению пучка,

$$h(q_l)=(1+q_l/\mu)^{-1},$$

$$S=\frac{q_T(\mu+q_T+q_l)}{(1+ik^2\chi/\omega)(\mu+q_T)(q_T+q_l)}. \tag{14}$$

Функция h описывает влияние распределения тепловыделения по глубине на возбуждение акустических волн. Функция S учитывает влияние теплопроводности. При $\varkappa \to 0$, когда теплопроводностью можно пренебречь, $S \to 1$.

Согласно (8), для векторов продольных и поперечных смещений в волновой зоне при $z \gg \mu^{-1}$ имеют место следующие представления:

$$\mathbf{u}_l = \frac{1}{(2\pi)^3} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k}\, d\omega e^{i\mathbf{kr}+iq_{ls}z-i\omega t} \mathbf{b}_{ls} [H_0^{(+)}(-q_l) + V_{l,t} H_0^{(+)}(q_l)], \tag{15}$$

$$\mathbf{u}_t = \frac{1}{(2\pi)^3} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k}\, d\omega e^{i\mathbf{kr}+iq_{ts}z-i\omega t} \mathbf{b}_{ts} \left(\frac{c_t q_{ts}^2}{c_l k q_{ts}} \right) V_{l,t} H_0^{(+)}(q_l), \tag{16}$$

где $\mathbf{b}_{ls} = \{k_x/q_{ls}, k_y/q_{ls}, 1\}$, $\mathbf{b}_t = \{k_x/q_{ts}, k_y/q_{ts}, -k^2/q_{ts}^2\}$.

Рассмотрим звуковые волны, возбуждаемые в направлении оси под лазерным пятном облучения на поверхности. Для простоты будем считать, что распределение тепловых источников задается выражением (4). Для z-компоненты смещения, обусловленной продольной волной, при $z \gg a \gg \mu^{-1}$ без учета теплопроводности имеем

$$u_{lz} = \frac{\tau_\mu U_0}{2\sqrt{\pi}} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\alpha \frac{\exp(-i\alpha t_l/\tau - \alpha^2/4)}{(1+\alpha^2/\gamma^2)(1+iD/\alpha)}, \tag{17}$$

где $t_l = t - R/c_l$, $\tau_\mu = (c_l\mu)^{-1}$, $\gamma = \tau/\tau_\mu$, $D = 2c_l\tau z/a^2$ – дифракционный параметр.

Вклад поперечной волны, как следует из выражения (16), точно в направлении оси z в том же приближении по параметру a/z отсутствует.

Ближняя волновая зона: $D \ll 1$. В этом случае приближенно

$$u_{lz} = u_{lz}^{(0)} = \frac{\tau_\mu U_0}{\sqrt{\pi}} \int\limits_{0}^{\infty} d\alpha \frac{\exp(-\alpha^2/4)\cos(\alpha t_l/\tau)}{1+\alpha^2/\gamma^2}. \tag{18}$$

При $\gamma \gg 1$ форма импульса определяется формой лазерного импульса

$$u_{lz}^{(0)} = \tau_\mu U_0 \exp(-t_l^2/\tau^2). \tag{19}$$

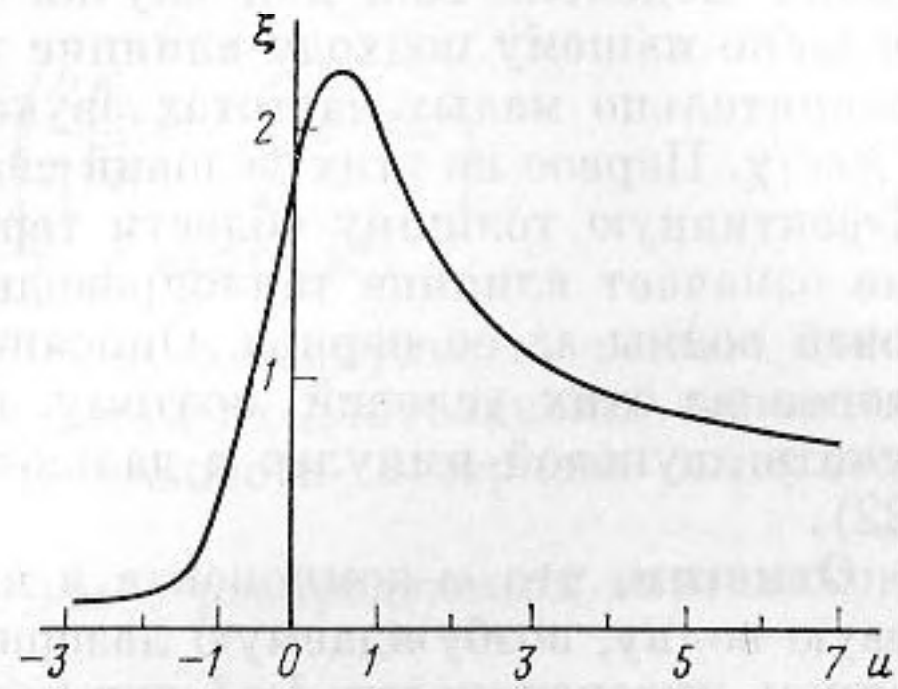
Обратим внимание на тот факт, что при больших коэффициентах поглощения (например, для металлов) необходим учет теплопроводности. Для рассматриваемого случая свободной границы при выполнении условий $\mu \gg (c_l\tau)^{-1}$, $\tau \gg \chi/c_l^2$, $1/(\chi\mu^2)$ для акустического импульса из (15) следует

$$u_{lz}^{(0)} = \frac{U_0(\chi\tau)^{1/2}}{\sqrt{\pi}\, c_l} \int\limits_{0}^{\infty} d\alpha\, \alpha^{-1/2} e^{-\alpha^2/4} \cos\left(\alpha \frac{t_l}{\tau} - \frac{\pi}{4}\right). \tag{20}$$

Амплитуда этого импульса не зависит от μ и по порядку величины в $\mu(\chi\tau)^{1/2}$ раз больше, чем без учета теплопроводности (см. (19)). Это связано с тем, что рассматривается свободная граница и за время действия лазерного импульса эффективная толщина области распределения тепла определяется в этом случае характерным масштабом теплопроводности, а не глубиной поглощения излучения, которая меньше. Форма звукового импульса за счет теплопроводности становится несимметричной: спад импульса замедляется (см. фигуру, где представлена нормированная величина $\zeta = \sqrt{\pi}\, c_l u_{lz}^{(0)}/(U_0\chi^{1/2}\tau^{1/2})$ в зависимости от нормированного времени $u = t_l/\tau$). При $\gamma \ll 1$ форма импульса описывается экспоненциальным спаданием крыльев с характерным временем τ_μ:

$$u_{lz}^{(0)} = (\sqrt{\pi}/2)\tau U_0 \exp(-|t_l|/\mu c_l.) \tag{21}$$

Следует отметить, что полученные формулы (18)–(21) носят приближенный характер, причем использованные приближения выполняются только для сравнительно высокочастотных спектральных компонент. Численный анализ (17) показывает, что низкочастотные компоненты дают длинную хвостовую часть импульса отрицательной полярности.



Форма импульса смещения в звуковом импульсе в ближней зоне при существенном влиянии теплопроводности

Данная волновая зона по оси z: $D \gg 1$. Из соотношения (17) следует, что звуковой импульс в этом случае выражается через соответствующий звуковой импульс в ближней зоне (18)–(21) следующим образом:

$$u_{lz} = (a^2/2zc_l)\,(\partial u_{lz}^{(0)}/\partial t). \quad (22)$$

Рассмотрим звуковое поле в дальней волновой зоне в произвольном направлении, т. е. на расстояниях $R \gg k_s^{-1}$, $k_s b^2$, где k_s — волновое число звука, b — максимальный размер источника в направлении, нормальном к направлению наблюдения. Для нахождения характеристик поля проще всего воспользоваться методом стационарной фазы. Из выражений (15) и (16) для компонент смещения в дальней волновой зоне, записанных в сферической системе координат, имеют место следующие спектральные представления:

$$\mathbf{u}_l(\mathbf{R}, t) = \frac{\mathbf{n}U_0}{2(2\pi)^2 c_l R} \int_0^\infty d\omega \tilde{g}(k_l, \omega)\, \Phi_l e^{-i\omega t_l} \times$$

$$\times \frac{S_l^{(-)} + V_{ll} S_l^{(+)} - i\omega\tau_{\mu l}(S_l^{(-)} - V_{ll} S_l^{(+)})}{1 + \omega^2 \tau_{\mu l}^2} + \text{к. с}, \quad (23)$$

$$\mathbf{u}_t(R, t) = \frac{\mathbf{n}_t U_0 V_{lt} \cos\theta}{2(2\pi)^2 c_t \cos\theta_l R} \int_0^\infty d\omega\, \tilde{g}(\mathbf{k}_t, \omega)\, \frac{\Phi_t S_t}{1 - i\omega\tau_{\mu t}} e^{-i\omega t_t} + \text{к. с}, \quad (24)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R = \{\sin\theta\cos\varphi,\ \sin\theta\sin\varphi,\ \cos\theta\}$ — единичный вектор в направлении наблюдения, $\mathbf{n}_t = \{\cos\theta\cos\varphi,\ \cos\theta\sin\varphi,\ -\sin\theta\}$; $\mathbf{k}_{l,t} = \omega\mathbf{n}_\perp/c_{l,t}$, $\mathbf{n}_\perp$ — проекция вектора $\mathbf{n}$ на плоскость $z=0$, $\tau_{\mu l} = \cos\theta/\mu c_l$, $\tau_{\mu t} = \cos\theta_l/\mu c_t$, $\sin\theta_l\ (c_l/c_t)\sin\theta$, θ_l — угол падения продольной звуковой волны, соответствующий распространению отраженной поперечной волны под углом θ; $S_l^{(\pm)} = S(k = \omega\sin\theta/c_l,\ q_l = \mp i\omega\cos\theta/c_l)$, $S_t = S(k = \omega\sin\theta/c_t,\ q_l = -i\omega\cos\theta_l/c_l)$; определения величин U_0, $\tilde{g}(\mathbf{k}, \omega)$, S даны в пояснениях к выражениям (13), (14); $V_{ll} = V_{l,t}(\sigma = \theta)$, $V_{lt} = V_{l,t}(\sigma = \theta_l,\ \sigma_l = \theta)$ (см. (11)). Фактор $\Phi_{l,t}$ — учитывает пространственную размерность задачи: в трехмерной геометрии $\Phi_{l,t} = 1$, а в том случае, когда создаваемый термооптический источник двумерен, т. е. область засветки представляет собой бесконечную полосу вдоль оси y, $\Phi_{l,t} = (2\pi c_{l,t} R/\omega)^{1/2}$, причем в этом последнем случае следует полагать $\varphi = 0$ и $\tilde{g}(k, \omega) = \tilde{g}_x(k, \omega) = I_0^{-1}\ dxdtI(x, t)\exp(-ikx + i\omega t)$.

Отметим, что при $\theta > \arcsin(c_t/c_l)$ угол θ_l и коэффициент V_{lt} становятся комплексными. Это соответствует тому, что поперечная звуковая волна, наблюдаемая в данном направлении, получается в результате трансформации на границе неоднородной продольной волны.

Выражения для компонент тензора напряжений $\sigma_{RR} = \rho c_l^2(\partial u_l/\partial R)$ и $\sigma_{R\theta} = \rho c_t^2(\partial u_t/\partial R)$ получаются непосредственно из соотношений (23), (24) дифференцированием по R. При пренебрежении теплопроводностью ($S_{l,t} = 1$) получающиеся таким образом выражения для σ_{RR} и $\sigma_{R\theta}$ в случае гауссова лазерного пучка полностью совпадают с соответствующими вы-

ражениями, полученными в работе [12]. Однако учет теплопроводности проведен по-разному, в результате в интегралы по частотам работы [12] вместо выражений $S_{l,t}^{(\pm)}$ (см. формулы (14) и (23), (24)) входит только множитель $(1+i\chi\omega/c_l^2)^{-1}$. Это приводит и к различиям в физических следствиях моделей. Так, для случая большого коэффициента поглощения согласно нашему подходу влияние теплопроводности сказывается как при сравнительно малых частотах звука $\omega \lesssim \mu^2\chi$, так и при больших частотах $\omega \gtrsim c_l^2/\chi$. Первое из этих условий связано с влиянием теплопроводности на эффективную толщину области термооптической генерации. Второе условие означает влияние теплопроводности на масштабе, равном длине звуковой волны за ее период. Описание, развитое в [12], учитывает только второе из этих условий, поэтому, в частности, на его основе нельзя получить звуковой импульс в дальней зоне, описываемой формулами (20), (22).

Отметим, что ω-компонента в выражениях (23), (24) описывает звуковую волну, возбуждаемую лазерным излучением с гармоническим изменением интенсивности $I=I_0 \exp(-i\omega t)$. Угловая зависимость амплитуды ω-компоненты дает диаграмму направленности для этого случая.

Используя общие выражения (8), можно найти такие излучаемые поверхностные волны. Дисперсионное уравнение поверхностных волн Рэлея соответствует обращению в нуль знаменателей выражений для A и B (9) и определяется соотношением

$$k^2 q_l q_t - (k^2 - k_t^2/2)^2 = 0. \tag{25}$$

Как известно [17], это уравнение имеет только один корень $\omega_R = kc_R$. При вычислении обратного преобразования Фурье по ω рэлеевским волнам соответствует вклад полюса ω_R.

Рассмотрим z- и x-компоненты смещений на граничной поверхности. Из выражения (8) в волновой зоне следует при $z=0$ спектральное представление [15] [1]:

$$u_z = \frac{4F}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{c_R^2} \int_0^{2\pi} d\gamma e^{i\frac{\omega r}{c_R}\cos(\varphi-\gamma)} \operatorname{Im}(\tilde{H}_0^{(+)} e^{-i\omega t}), \tag{26}$$

где $H_0^{(+)} = (1-4/3n^2)(\alpha/2) \int_0^\infty e^{-q_l\zeta} \tilde{T}(k,\zeta)\, d\zeta$ дается выражением (13), а фактор F определяется формулой

$$F = \frac{1}{4}\left(\frac{c_R}{c_t}\right)^2 \left\{\left[2-\left(\frac{c_R}{c_t}\right)^2\right]\left[2+\left(1-\frac{c_R^2}{c_t^2}\right)^{-1}+\left(1-\frac{c_R^2}{c_l^2}\right)^{-1}\right]-8\right\}^{-1}.$$

Из общих выражений (8) в волновой зоне для компоненты смещений u_x в плоскости распространения ПАВ (не ограничивая общности, можем считать, что ПАВ распространяется в направлении оси x) при $z=0$ следует

$$u_x = \frac{4F_x}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{c_R^2} \int_0^{2\pi} d\gamma i \cos\gamma e^{i\frac{\omega}{c_R} r\cos\gamma} \operatorname{Im}(H_0^{(+)} e^{-i\omega t}), \tag{27}$$

где $F_x = (1-c_R^2/c_t^2)^{1/2} F/(1-c_R^2/2c_t^2)$.

Для одномерного распределения источника, имеющего вид полосы, вытянутой вдоль оси y, получаются следующие выражения:

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = \frac{8U_0}{\pi c_R} \begin{pmatrix} -F_x \\ F \end{pmatrix} \int_0^\infty d\omega \operatorname{Re}\left[\tilde{g}_x\left(\frac{\omega}{c_R}, \omega\right) \frac{Se^{-i\omega t}}{1+q_{lR}/\mu}\right] \begin{pmatrix} \sin\frac{\omega r}{c_R} \\ \cos\frac{\omega r}{c_R} \end{pmatrix}, \tag{28}$$

где $q_{lR} = \omega(c_R^{-2} - c_l^{-2})^{1/2}$.

[1] В [15] выражение, аналогичное (26), получено с использованием преобразования Лапласа для компоненты скорости $\partial u_z/\partial t$, но оно приведено с ошибками, которые здесь исправлены. Выражение (26) получено переходом от интегрирования по k к новой переменной (частоте) $\omega = kc_R$.

Дальше для простоты будем пренебрегать теплопроводностью при расчете ПАВ. Согласно [15], это обычно допустимо вплоть до частот $\leqslant 10$ ГГц. Тогда для импульса ПАВ, бегущего в положительном направлении оси x, при одномерном пространственно-временном распределении источников вида (4) из формулы (28) следует в приближении $\mu \gg \min[a^{-1}, (c_R\tau)^{-1}]$

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = \frac{4\sqrt{\pi}U_0 a\tau}{c_R\tau_0}\begin{pmatrix} \frac{2F_x}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2}\int\limits_0^u e^{\alpha^2}d\alpha \\ F\exp(-u^2) \end{pmatrix}, \tag{29}$$

где $u=t_R/\tau_0$, $t_R=t-x/c_R$, $\tau_0=(\tau^2+a^2/c_R^2)^{1/2}$, т. е. импульс u_z имеет однополярную форму, а u_x — двуполярную, причем их длительность определяется наибольшим из двух времен: длительности лазерного импульса τ и времени a/c_R.

Для симметричного относительно оси z распределения источников из (26), (27) следует

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = \frac{4U_0}{\pi c_R^2}\begin{pmatrix} F_x \\ F \end{pmatrix}\int\limits_0^\infty d\omega\omega\begin{pmatrix} J_0\left(\frac{\omega r}{c_R}\right) \\ J_1\left(\frac{\omega r}{c_R}\right) \end{pmatrix}\frac{\tilde{g}\left(\frac{\omega}{c_R}, \omega\right)\cos\omega t}{1+q_{lR}/\mu}. \tag{30}$$

При гауссовом распределении интенсивности (4) в волновой зоне при $r \gg a$, $c_R\tau$ отсюда получается

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = \frac{2^{3/2}U_0 a^2\tau}{c_R^{3/2}r^{1/2}}\begin{pmatrix} F_x \\ F \end{pmatrix}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^{1/2}\frac{\exp\left(-\frac{\omega^2\tau_0^2}{4}\right)}{1+q_{lR}/\mu}\cos\left(\omega t_R \pm \frac{\pi}{4}\right). \tag{31}$$

Если $\mu \gg a^{-1}$, $(c_R\tau)^{-1}$, то имеем представление

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = \frac{2^{3/2}U_0 a^2\tau}{r^{1/2}(c_R\tau_0)^{3/2}}\begin{pmatrix} F_x \\ F \end{pmatrix}B(\mp u), \tag{32}$$

где $B(u)=\int\limits_0^\infty d\alpha\alpha^{1/2}\exp(-\alpha^2/4)\cos(\alpha u+\pi/4)$; вид этой функции определяется производной функции, представленной на фиг. 1.

Для компоненты тензора напряжений при $z=0$, используя (6) и (32), нетрудно найти

$$\sigma_{xx} = \frac{2^{3/2}F_x a^2\tau U_0\rho[c_l^4-(c_l^2-2c_t^2)^2]}{r^{1/2}(c_R\tau_0)^{5/2}c_l^2}B'(-u), \tag{33}$$

где $B'(u)=dB(u)/du$. Форма импульса, описываемого этим выражением, согласуется с полученной в [21] экспериментально и рассчитанной в [16] теоретически.

Дадим численные оценки для условий, соответствующих экспериментально реализованным в [22]. Для образца из алюминия $\alpha=2\cdot10^{-5}$ К$^{-1}$, $\rho=2{,}7$ г/см^3, $c_l=6{,}3\cdot10^5$ см/с, $c_t=3{,}1\cdot10^5$ см/с, $\varkappa=2$ Дж/с·см, $c_\varepsilon=0{,}9$ Дж/г·град, $\mu=10^6$ см$^{-1}$, $A_0=0{,}09$. При интенсивности $I=1{,}3\cdot10^8$ Вт/см^2 по формуле (20), условия применимости которой как раз выполнены, находим оценку для вертикальной компоненты смещения в объемной звуковой волне $u_{lz}^{(0)}=1{,}9$ Å. Экспериментально найденное значение [22], если учесть, что нужно брать его половину, поскольку на свободной границе образца смещение удваивается, равно $u_{lz}^{(0)}=1{,}5$ Å, что хорошо согласуется с теоретической оценкой. В этих же условиях амплитуда вертикального смещения в ПАВ на расстоянии 1 см от лазерного пятна облучения с радиусом $a=0{,}04$ см составит согласно формуле (32) $u_z\approx4$ Å.

Сформулируем основные результаты данной работы. На основе решения волнового уравнения и уравнения теплопроводности для границы твердое тело — вакуум или разреженный газ развито описание термоопти-

ческого возбуждения объемных и поверхностных волн в изотропном твердом теле. Данный подход позволил рассчитать звуковое поле как в ближней, так и в дальней волновых зонах. Показано, что без учета теплопроводности выражения для дальней зоны совпадают с полученными ранее [12]. В то же время учет теплопроводности проведен более полно, что позволило проанализировать случай большого коэффициента поглощения оптического излучения, когда теплопроводность может значительно увеличивать амплитуду звука. Получены общие выражения для возбуждаемых рэлеевских ПАВ. К оригинальным результатам здесь относятся найденные импульсы смещений и компоненты тензора напряжений ПАВ. Отметим, что с помощью найденных решений объемных уравнений нетрудно обобщить проведенное рассмотрение на произвольный случай границы двух твердых изотропных полупространств, что однако выходит за рамки данной статьи.

Автор благодарен Ф. В. Бункину за полезные замечания и А. А. Мазневу за обсуждение результатов и помощь при подготовке статьи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. *White R. M.* Generation of elastic waves by transient surface heating // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 12. P. 3559–3569.
2. *Bullough R., Gilman J. J.* Elastic explosions in solids caused by radiation // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 6. P. 2283–2287.
3. *Conners G. H., Thompson R. A.* A continuum mechanical model for laser-induced fracture in transparent media // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 9. P. 3434–3440.
4. *Trainor R. J., Lee Y. T.* Analytic models for design of laser-generated shock-wave experiments // Phys. Fluids. 1982. V. 25. N 10. P. 1898–1907.
5. *Amiranoff F., Fedosejeves R., Schmalz R. F., Sigel R., Teng Yung-lu.* Laser-driven shock wave studies using optical shadowgraphy // Phys. Rev. A: Gen. Phys. 1985. V. 32. N 6. P. 3535–3546.
6. *Бондаренко А. Н., Дробот Ю. Б., Круглов С. В.* Оптическое возбуждение и регистрация наносекундных акустических импульсов при неразрушающих испытаниях // Дефектоскопия. 1976. № 6. С. 85–88.
7. *Владимирцев Ю. В., Глебова Н. Н., Голенищев-Кутузов В. А., Мигачев С. А.* Исследование акустических свойств кристаллов с помощью фотоакустического эффекта // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 1. С. 27–30.
8. *Korpiun P., Tilgner R.* The photoacoustic effect at phase transitions in thermally thin and thick samples // Phys. status dolidi. 1981. V. A67. N 1. P. 201–204.
9. *Судьенков Ю. В., Филиппов Н. М., Воробьев Б. Ф., Недбай А. И.* Исследование механизмов взаимодействия наносекундного лазерного излучения с металлами // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 395–399.
10. *Веселовский И. А., Жиряков Б. М., Коротченко А. И., Самохин А. А.* Влияние фазовых переходов на фотоакустический эффект при воздействии лазерного излучения на конденсированные среды // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 2. С. 381–382.
11. *Бондаренко А. Н., Вологдин В. К., Кондратьев А. И.* Влияние температурной зависимости коэффициента поглощения на форму акустического импульса при лазерном возбуждении // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 6. С. 828–832.
12. *Лямшев Л. М., Челноков Б. И.* Генерация звука в твердом теле проникающим излучением // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 372–381.
13. *Буденко Г. А., Бойко М. С.* Генерация волн напряжения в твердых телах лучом лазера конечного сечения вследствие термоупругого эффекта // Дефектоскопия. 1984. № 3. С. 16–24.
14. *Крылов В. В., Павлов В. И.* Термооптическое возбуждение поверхностных акустических волн в твердом теле // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 6. С. 836–837.
15. *Карабутов А. А.* Лазерное возбуждение поверхностных акустических волн: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела // Успехи физ. наук. 1985. Т. 147. № 3. С. 605–620.
16. *Семин С. П.* Тепловое возбуждение поверхностных волн в твердом теле излучением // Журн. техн. физ. 1986. Т. 56. № 11. С. 2224–2226.
17. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. Теоретическая физика. Т. VII. Изд. 4-е. Испр. и доп. М.: Наука, 1987. С. 248.
18. *Новацкий В.* Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
19. *Коломенский Ал. А.* Возбуждение поверхностных волн в сжимаемой жидкости объемными источниками // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 4. С. 244–247.
20. *Шутилов В. А.* Основы физики ультразвука. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980. 280 с.
21. *Brueck S. R. J., Deutsch T. F., Oates D. E.* Surface photoacoustic wave spectroscopy in thin films // Appl. Phys. Letters. 1983. V. 43. N 2. P. 157–159.
22. *Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B.* Quantitative measurements of laser-generated acoustic wareforms // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 6. P. 4064–4071.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23.XI.1987