
ФІЗИКА

УДК 534.8:535.5

*Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко, В. Г. Гуделев***ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИПЕРЗВУКА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ
В РЕЖИМЕ ЛАЗЕРНОГО ИСПАРЕНИЯ****Введение**

Среди источников ультразвука в твердых телах оптико-акустические имеют ряд преимуществ: отсутствие контакта со средой, возможность легкого изменения геометрических параметров оптико-акустической антенны и диапазона возбуждаемых частот звука, создание источников, движущихся с определенной скоростью [1]. В работе [2] получено и решено общее уравнение фотоакустического эффекта в твердых телах. Экспериментальному исследованию лазерной генерации звука в нелинейном режиме испарения металла посвящена работа [3]. В [4] изучена оптико-акустическая диагностика изотропных твердых тел в условиях термоупругого эффекта. При интенсивностях оптической волны $I_0 \geq 10^7 - 10^8 \text{ Вт/см}^2$ проявляются нелинейные эффекты при лазерном возбуждении ультразвука [1, 5].

В настоящей работе с использованием формализма тензорной функции Грина для векторного уравнения Ламе [6] исследованы особенности генерации продольных и сдвиговых УЗ волн в твердых телах, включая металлы, в условиях лазерного испарения.

Основная часть

Сравнительно просто удастся выполнить приближенные расчеты генерации звука при очень больших интенсивностях света, когда происходит оптический пробой продуктов испарения и образования плазменного факела [3]. В этом случае в основе явления лежит процесс поглощения света в плазме и образования бегущей навстречу лазерному лучу детонационной (ударной) волны, за фронтом которой образуется область повышенного давления, действующего на поверхность металла.

Давление, оказываемое на поверхность в условиях плазменного режима, дается соотношением [3]

$$p_f = \rho' V_f^2 \approx ER_f^{-3} \approx E(E/\rho')^{-3/5} t^{-6/5}, \quad (1)$$

где p_f – давление позади фронта ударной волны, ρ' – плотность окружающей среды, E – объемная плотность энергии УЗ волны, V_f – скорость ударной волны, R_f – радиус ударной волны, возникающей в некоторой точке на расстоянии d от поверхности мишени. Характерно, что величина импульса силы практически не зависит от рода материала (использовались алюминий, сталь, вольфрам). При этом давление достигает $p_f \sim 100$ МПа [1, 3].

Импульс УЗ смещений $\vec{u}(\vec{r}, t)$ имеет ширину полосы $\Delta\Omega$, которая определяется длительностью падающего светового импульса $\tau \sim 1/\Delta\Omega$. Предположим, что центральная частота УЗ импульса равна Ω . Тогда уравнение Ламе, описывающее импульсное возбуждение ультразвука за счет распределенной объемной силы $\vec{f}(\vec{r}')$ на поверхности металла, вызванной упругими напряжениями, имеет вид [6, 7]

$$\mathcal{E}\vec{u} = -\vec{f}\delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (3)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция. Предполагается в дальнейшем, что в рамках линейной теории вектор УЗ смещений $\vec{u} \sim \exp(-i\Omega t)$.

Оператор \mathcal{E} дается соотношением:

$$\mathcal{E} = \mu \Delta + (\lambda + \mu) \text{graddiv} + \rho \Omega^2, \quad (4)$$

где λ, μ – постоянные Ламе.

Решение стационарного уравнения (3) имеет вид [6, 7]

$$u_j(\vec{r}) = \int G_{ij}(\vec{r} - \vec{r}') f_j(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (5)$$

где G_{ij} – компоненты тензорной функции Грина, \vec{r}' – произвольные внешние параметры.

Компоненты тензорной функции Грина даются соотношениями:

$$G_{ij} = \frac{1}{4\pi\rho\Omega^2} \left\{ \delta_{ij} k_t^2 \frac{e^{ik_t R}}{R} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left[\frac{e^{ik_l R}}{R} - \frac{e^{ik_t R}}{R} \right] \right\}. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения: $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$, $k_l = \Omega/v_l$, $k_t = \Omega/v_t$, где $v_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$, $v_t = \sqrt{\mu/\rho}$ – фазовые скорости продольной и сдвиговой УЗ волн (ρ – плотность материала **звукопровода**); произвольные внешние параметры \vec{r}' связаны с областью лазерного воздействия на поверхности металла.

В режиме лазерного испарения на свободной поверхности металла образуется область радиусом a с резкими границами. При этом импульс давления возбуждает УЗ волну с цилиндрическим фронтом. Данный режим возбуждения ультразвука аналогичен возбуждению УЗ волны поршневым пьезоэлектрическим преобразователем [8]. Смещение в продольной УЗ волне находится с использованием соотношений (5), (6). При этом в соответствии с результатами работы [8] следует положить $R = r - r' \sin \theta \cdot \cos(\psi - \psi')$, где r, ψ – цилиндрические координаты в точке наблюдения УЗ поля, r', ψ' – цилиндрические координаты в плоскости лазерного воздействия $X'Y'$ (рис. 1).

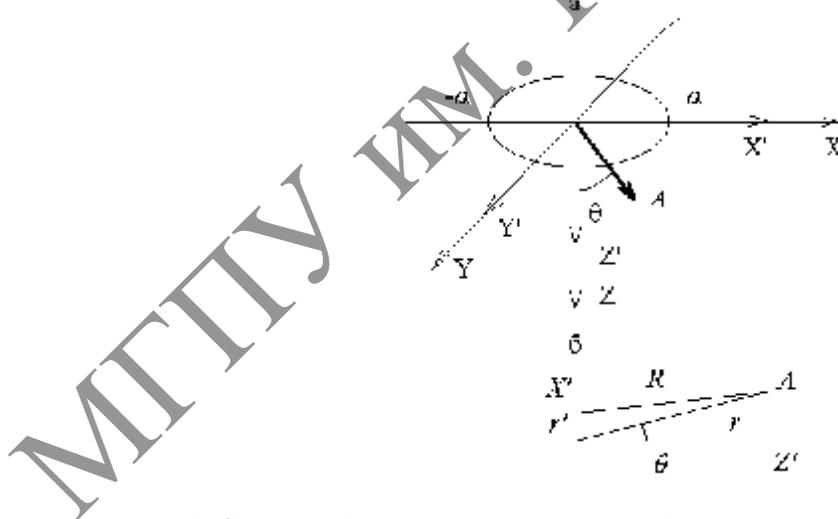


Рис. 1. Схема возбуждения ультразвука для области воздействия круглой формы (а) и схема расположения цилиндрических координат (б)

Для волнового вектора ультразвуковой волны, лежащего в плоскости XZ, смещение u_3 дается соотношением

$$u_3(r, \theta) = u_{yf} \left\{ (k_t a)^2 \cos^2 \theta \left[\frac{J_1(k_t a \sin \theta)}{(k_t a \sin \theta)} \right] e^{ik_t r} \right\} + u_{yf} \left\{ (k_l a)^2 \sin^2 \theta \left[\frac{J_1(k_l a \sin \theta)}{(k_l a \sin \theta)} \right] e^{ik_l r} \right\} + \frac{1}{2} u_{yf} \left\{ (k_t a)^2 \left[\frac{J_1(k_t a \sin \theta)}{(k_t a \sin \theta)} \right] e^{ik_t r} - (k_l a)^2 \left[\frac{J_1(k_l a \sin \theta)}{(k_l a \sin \theta)} \right] e^{ik_l r} \right\}, \quad (7)$$

где $u_{yf} = p_f / 2\rho\Omega^2 r$, $J_1(x)$ – функция Бесселя первого порядка.

Смещение u_1 для сдвиговой составляющей УЗ волны находим из соотношения

$$u_1(r, \theta) = u_{yf} \left\{ (k_l a)^2 \sin^2 \theta' \left[\frac{J_1(k_l a \sin \theta')}{(k_l a \sin \theta')} \right] e^{ik_l r} \right\} + u_{yf} \left\{ (k_t a)^2 \cos^2 \theta' \left[\frac{J_1(k_t a \sin \theta')}{(k_t a \sin \theta')} \right] e^{ik_t r} \right\} + \frac{1}{2} u_{yf} \left\{ (k_t a)^2 \left[\frac{J_1(k_t a \sin \theta')}{(k_t a \sin \theta')} \right] e^{ik_t r} - (k_l a)^2 \left[\frac{J_1(k_l a \sin \theta')}{(k_l a \sin \theta')} \right] e^{ik_l r} \right\}, \quad (8)$$

где $u_{yf} \approx u_{yf} = p_f / 2\rho\Omega^2 r$, $\theta' = \theta - \theta_t$.

На рис. 2 представлены зависимости амплитуды УЗ смещения $|u_3|$ продольной УЗ волны, рассчитанные по формуле (7), от полярного угла θ при различных радиусах области возбуждения поверхности круглой формы.

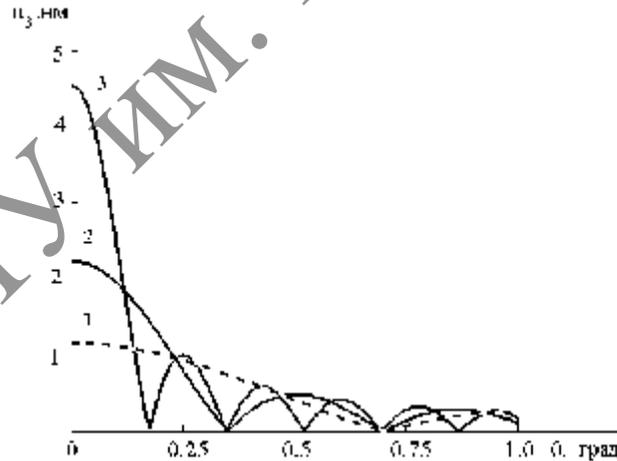


Рис. 2. Зависимость амплитуды смещений продольной УЗ волны $|u_3|$ от полярного угла θ для области возбуждения круглой формы при различных значениях параметра радиуса a :

1 (1) 1,5 (2), 3 (3) мм ($\tau = 10^{-9}$ с, $p_f = 100$ МПа).

Из рис. 2 следует, что амплитуда смещения u_3 увеличивается с увеличением размеров области возбуждения ультразвука. Величина смещения $u_3 \sim 1-4,5$ нм.

Предположим, что световой импульс падает на свободную поверхность твердого тела в форме прямоугольника со сторонами, ориентированными вдоль осей X' и Y' соответственно: $-h \leq y' \leq h$, $-l \leq x' \leq l$ (рис. 3).

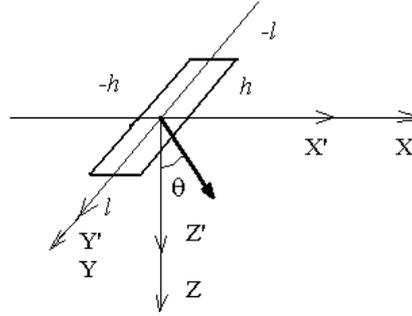


Рис. 3. Схема возбуждения ультразвука полоской прямоугольной формы

Для дифракции в дальней зоне следует положить

$$R = r - (x' \cos \alpha + y' \cos \beta + z' \cos \gamma), \quad (9)$$

где $\vec{r}' = (x', y', z')$, $\cos \alpha = x'/r$, $\cos \beta = y'/r$, $\cos \gamma = z'/r$, $z' \ll x', y'$, $r = |\vec{r}'|$ – расстояние от центра лазерного воздействия до точки наблюдения УЗ поля. Предполагается, что распределение давления однородно в пределах области воздействия. Подставив выражения (6), (7) в (5) и выполнив интегрирование по области воздействия, получим выражение для проекции вектора смещений продольной УЗ волны u_3 , лежащей в плоскости XZ:

$$\begin{aligned} u_3(r, \theta) = & u_{yf} (2lh / \pi) \left\{ k_t^2 \cos^2 \theta \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta)}{(k_t h \sin \theta)} \right] e^{ik_t r} \right\} + \\ & + u_{yf} (2lh / \pi) \left\{ k_l^2 \sin^2 \theta \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta)}{(k_t h \sin \theta)} \right] e^{ik_l r} \right\} + \\ & + u_{yf} (lh / \pi) \sin(2\theta) \left\{ k_t^2 \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta)}{(k_t h \sin \theta)} \right] e^{ik_t r} - k_l^2 \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta)}{(k_t h \sin \theta)} \right] e^{ik_l r} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Проекцию вектора смещений u_1 на плоскость XZ для сдвиговой УЗ волны находим из соотношения

$$\begin{aligned} u_1(r, \theta) = & u_{yf} (2lh / \pi) \left\{ k_t^2 \cos^2 \theta' \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta')}{(k_t h \sin \theta')} \right] e^{ik_t r} \right\} + \\ & + u_{yf} (2lh / \pi) \left\{ k_l^2 \sin^2 \theta' \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta')}{(k_t h \sin \theta')} \right] e^{ik_l r} \right\} + \\ & + u_{yf} (lh / \pi) \sin(2\theta') \left\{ k_t^2 \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta')}{(k_t h \sin \theta')} \right] e^{ik_t r} - k_l^2 \left[\frac{\sin(k_t h \sin \theta')}{(k_t h \sin \theta')} \right] e^{ik_l r} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

На рис. 4 представлена зависимость амплитуды смещения $|u_3|$ продольной УЗ волны, рассчитанная на основании выражения (10), от угла рассеяния θ по отношению к нормали плоской поверхности металла (железо).

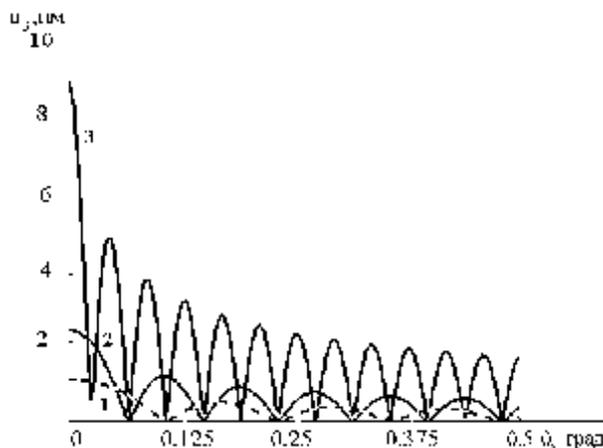


Рис. 4. Зависимость амплитуды смещений продольной УЗ волны $|u_s|$ от полярного угла θ для полоски прямоугольной формы при различных значениях параметра q : 100 (1), 50 (2), 25 (3) ($\tau = 10^{-9}$ с, $p_f = 100$ МПа).

Из рис. 4 следует, что максимальное смещение происходит в направлении, близком к $\theta = 0$. С увеличением ширины полоски $h = q\Lambda$ (Λ – длина УЗ волны, q – параметр) амплитуда смещений увеличивается и положение первого минимума ($u_s = 0$) смещается в сторону больших углов θ . Узость диаграммы направленности (до первого минимума) объясняется высокими частотами возбуждаемого ультразвука $f_0 \approx 1$ ГГц.

Величина смещения рассеянной УЗ волны дается очевидным соотношением [8]

$$|u_s| = |u| \left| \frac{m' \sin \theta' - \sqrt{n'^2 - \cos^2 \theta'}}{m' \sin \theta' + \sqrt{n'^2 - \cos^2 \theta'}} \right| \left| \frac{a'}{4x'} \right| \cos(\theta') e^{-\alpha_1 x'}, \quad (12)$$

где u – амплитуда смещений УЗ волны.

Для оптико-акустического излучателя круглой формы амплитуду рассеянной УЗ волны $|u_s|$ находим под углом $\theta' = 8,5^\circ$ к оси Z, для излучателя прямоугольной формы $\theta' = 1,66^\circ$. С использованием выражений (7) и (12) для $r \approx x' \approx 1$ см и плотного рассеивателя [см. 4] получаем соответственно: $|u_s| \sim 0,4$ нм (круг), $|u_s| \sim 0,85$ нм (прямоугольник).

Заключение

Полученные результаты показывают, что рассеянные ультразвуковые волны могут быть обнаружены методом оптического гетеродинамирования и методом Photo-EMF [9, 10]. Применение системы сфазированных оптико-акустических источников гиперзвука позволит значительно увеличить амплитуду возбужденных волн и, тем самым, увеличить глубину расположения исследуемых дефектов. Система датчиков, расположенных на поверхности материала, позволит определить положение дефекта в пространстве.

Литература

1. Лямшев, Л. М. Оптико-акустические источники звука / Л. М. Лямшев // Успехи физ. наук. – 1981. – Т. 135, вып. 4. – С. 636–669.
2. Lin, Gu. Theory of the photoacoustical effect in condensed medium / Lin Gu // Appl. Opt. – 1982. – V. 21, № 5. – P. 955–960.
3. Pirri, A. N. Momentum transfer and plasma formation above a surface with and highe-power CO₂ laser / A. N. Pirri, R. Schlier, D. Northam // Appl. Phys. Lett. – 1972. – V. 21, № 3. – P. 79–81.
4. Кулак, Г. В. Особенности оптико-акустической диагностики твердых тел в условиях термоупругости / Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко // Веснік Мазырскага дзяржаўнага педагагічнага універсітэта. – 2006. – № 1. – С. 25–29.
5. Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry / S. Y. Zang, M. Paul, S. Fassbendr, U. Schleichert and W. Arnold // Res. Nondestr. Eval. – 1990. – V. 2. – P. 143–155.
6. Ландау, Л. Д. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1987. – 244 с.

-
7. Муратиков, К. Л. О формировании изображений неоднородных объектов лазерным фотоакустическим методом / К. Л. Муратиков // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, вып. 22. – С. 58–64.
8. Кайно, Г. Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов / Г. Кайно. – М. : Мир, 1990. – 652 с.
9. Paul, M. Interferometric detection of ultrasound at rough surfaces using optical phase conjugation / M. Paul, B. Betz, W. Arnold // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V. 22, № 1. – P. 1569–1571.
10. Petrov, M. High-frequency branch of space-charge waves in photorefractive crystals / M. Petrov, V. Bryksin, A. Emgrunt [et. all.] // J. Opt. Soc. Am. – 2005. – V. 22, № 7. – P. 1529–1537.

Summary

Optical – acoustical ultrasound sources of circle form and rectangular form, disposed on the surface of solid state body is considered. Angular distribution of the longitudinal and shear ultrasonic waves in the laser ablation regime from polar angle relatively to the normal of plane boundary of the solid state body is investigated. The possibility of the effective ultrasound excitation with narrow angle distribution for short laser pulses with a 1 ns duration are established. It is shown that the scattered ultrasonic waves, excited from the metal surface may be detected by the optical methods.

Поступила в редакцию 10.11.06.