

МГТУ ИМ. И.П. ШАМЯКИНА

УДК 534.8:535.5

Г.В. Кулак, Т.В. Николаенко

ОСОБЕННОСТИ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В УСЛОВИЯХ ТЕРМОУПРУГОСТИ

Оптико-акустические источники звука имеют ряд преимуществ перед традиционными акустическими излучателями: отсутствие контакта со средой, возможность легкого изменения геометрических параметров оптико-акустической антенны и диапазона излучаемых частот, возможность создания источников звука, движущихся с любой скоростью [1]. При этом диапазон звуковых частот простирается от низких звуковых ~ 1 кГц до гиперзвуковых. В работе [2] рассмотрен процесс оптической генерации звука двухчастотной лазерной накачкой в пьезополупроводниковых кристаллах с отражающей задней поверхностью. Возбуждение гиперзвука основано на эффекте электрострикции в условиях вынужденного

рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. В [3] получено основное уравнение фотоакустического эффекта в конденсированных средах на основе термоупругого эффекта. Дано его общее решение для случая импульсного режима лазерного излучения. Рассмотрены частные случаи, когда пренебрегают эффектом термодиффузии. Экспериментальное исследование импульса силы, переданного импульсом CO_2 – лазера поверхности металла в условиях возбуждения плазменного факела и детонационной ударной волны, проведено в работе [4]. В работе [5] экспериментально исследована лазерная генерация ультразвука в металлах за счет линейного термоупругого эффекта и лазерной абляции.

В настоящей работе с использованием формализма тензорной функции Грина для уравнения Ламе [6] исследованы особенности генерации продольных и сдвиговых УЗ волн в твердых телах в режиме термоупругости.

При интенсивностях света, когда отсутствуют фазовые переходы жидкость-газ, твердое тело-жидкость, наблюдается тепловой механизм генерации звука. При малых плотностях мощности света скорость расширения нагретой области мала, по сравнению со скоростью звука в среде, и поэтому можно использовать линейную теорию генерации ультразвука [1, 3]. В случае пренебрежения влиянием теплопроводности на процесс генерации ультразвука выполняется соотношение:

$$l \gg \chi / v_s,$$

где l – характерный размер тела, в котором генерируется звук,

χ – коэффициент температуропроводности,

v_s – фазовая скорость УЗ волны.

В большинстве случаев основной интерес представляет поле излучения в области Фраунгофера (см. рис. 1а). Предполагается, что лазерный луч из верхнего полупространства $z < 0$, падает на свободную поверхность твердого тела.

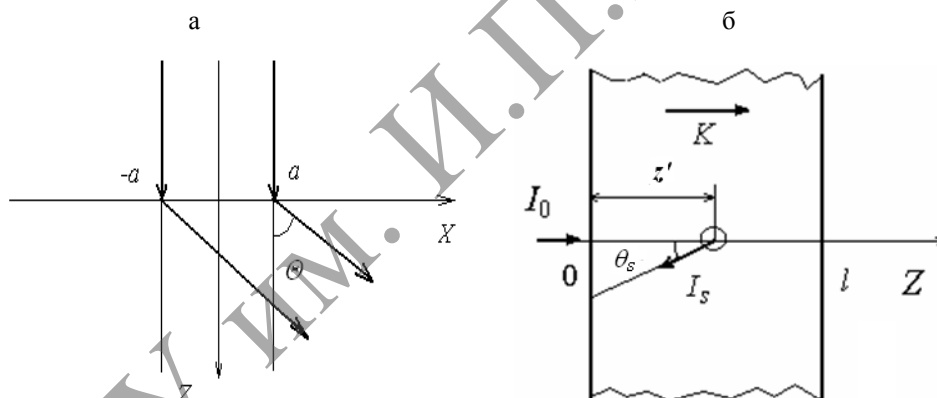


Рис. 1. Схема возбуждения ультразвуковой волны оптическим методом (а) и рассеяния ультразвуковой волны на сферическом дефекте (б).

Распределение интенсивности падающего света имеет вид:

$$I(x', y') = I_0 \exp [-(x'^2 + y'^2) / a^2],$$

где I_0 – интенсивность света в центре пучка, a – радиус светового пучка.

Световой импульс длительностью τ возбуждает в твердом теле упругие деформации за счет термоупругого эффекта [6, 7]:

$$u_{ij} = \alpha_{ij} \Delta T, \quad (1)$$

где α_{ij} – коэффициенты теплового расширения,

ΔT – изменение температуры тела.

Количество теплоты, сообщенное лазерным излучением интенсивностью I единице объема вещества, позволяет найти изменение температуры тела ΔT из очевидного соотношения [8]:

$$c_p \rho \Delta T = \chi_i I / v, \quad (2)$$

где c_p – удельная теплоёмкость вещества,
 ρ – плотность материала,
 v – фазовая скорость световой волны,
 χ_i – коэффициент поглощения лазерного импульса.

Импульс УЗ деформаций $u_{ij}(\vec{r}, t)$ 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 [8, 11]:

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

где $\delta(x)$ – дельта-функция.

Предполагается в дальнейшем, что в рамках линейной теории $\vec{u} \sim \exp(-i\Omega t)$.

Оператор \hat{L} – даётся соотношением:

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

где λ, μ – постоянные Ламе.

Решение стационарного уравнения (3) имеет вид [8]:

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

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 $v_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}, v_t = \sqrt{\mu/\rho}$; произвольные внешние параметры \vec{r}' связаны с областью лазерного воздействия на поверхности металла. Для дифракции в дальней зоне следует положить

$$R = r - (x' \cos \alpha + y' \cos \beta + z' \cos \gamma), \quad (7)$$

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.

Подставив выражения (6), (7) в (5) и учитывая выражения (1)–(4), получим выражение для проекции вектора смещений продольной УЗ волны u_3 , лежащей в плоскости XZ:

$$\begin{aligned} u_3(r, \theta) = & u_l \left\{ (k_l a)^2 \cos^2 \theta \exp \left[-\frac{1}{4} (k_l a)^2 \sin^2 \theta \right] e^{ik_l r} \right\} + \\ & u_l \left\{ (k_l a)^2 \sin^2 \theta \exp \left[-\frac{1}{4} (k_l a)^2 \sin^2 \theta \right] e^{ik_l r} \right\} + \\ & \frac{1}{2} u_l \left\{ (k_l a)^2 \exp \left[-\frac{1}{4} (k_l a)^2 \sin^2 \theta \right] e^{ik_l r} - (k_l a)^2 \exp \left[-\frac{1}{4} (k_l a)^2 \sin^2 \theta \right] e^{ik_t r} \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $u_l = \sigma_3^0 / 4\rho\Omega^2 r$, $\sigma_3^0 = (\lambda + 2\mu)\alpha_{33}\chi_i I_0 / \rho v c_p$; полярный угол θ отсчитывается от оси OZ.

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

$$u_1(r, \theta) = u_t \left\{ (k_1 a)^2 \sin^2 \theta' \exp \left[-\frac{1}{4} (k_1 a)^2 \sin^2 \theta' \right] e^{ik_1 r} \right\} +$$

$$u_t \left\{ (k_1 a)^2 \cos^2 \theta' \exp \left[-\frac{1}{4} (k_1 a)^2 \sin^2 \theta' \right] e^{ik_1 r} \right\} +$$

$$\frac{1}{2} u_t \left\{ (k_1 a)^2 \exp \left[-\frac{1}{4} (k_1 a)^2 \sin^2 \theta' \right] e^{ik_1 r} - (k_1 a)^2 \exp \left[-\frac{1}{4} (k_1 a)^2 \sin^2 \theta' \right] e^{ik_1 r} \right\}, \quad (9)$$

где $u_t = \sigma_1^0 / 4\rho\Omega^2 r$, $\sigma_1^0 = (\lambda + 2\mu) \alpha_{11} \chi_l I_0 / \rho v c_p$, $\theta' = \theta - \theta_t$. Угол θ_t сноса сдвиговой УЗ волны относительно продольной, центральный луч которой распространяется вдоль оси OZ, находим из соотношения: $\theta_t = \arccos(v_t / v_l)$ [6, 7].

На рис. 2 представлена зависимость амплитуды смещений $|u_3|$ продольной УЗ волны, возбуждаемой оптическим методом, от угла рассеяния θ по отношению к нормали плоской поверхности металла (железо). Из рис. видно, что максимальное смещение происходит в направлениях, близких к углу $\theta = 0$. С увеличением центральной частоты источника ультразвука $f = \Omega / 2\pi$ имеет место некоторое уменьшение амплитуды деформаций $|u_3|$ при значительных углах θ , однако вблизи нормали величина деформации практически не изменяется. При $\theta = 90^\circ$ наблюдается наличие продольных смещений УЗ волн.

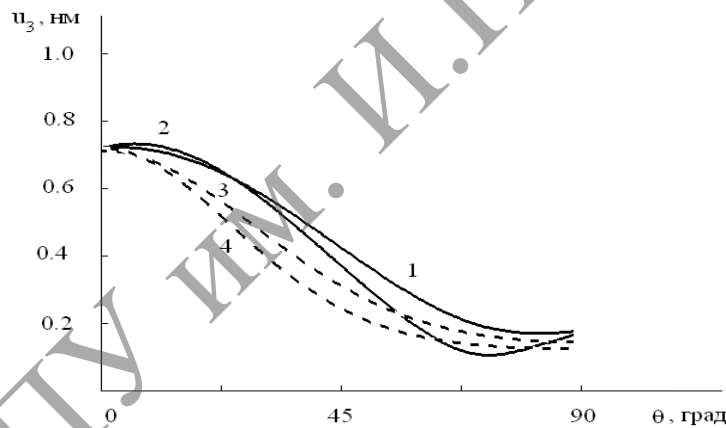


Рис. 2. Зависимость амплитуды деформации продольной ультразвуковой волны u_3 от угла рассеяния θ при различных частотах f : 1–10, 2–20, 3–30, 4–40 МГц ($I_0 = 10^8$ Вт/см², $r = 1$ см, $f = 3$ мм, $\chi_l = 0,1$, Fe).

Амплитуда деформации сдвиговой УЗ волны $|u_1|$ изменяется аналогично амплитуде продольной волны. При этом величина смещения ~ 1 нм, однако максимум $|u_1|$ локализуется вблизи угла $\theta_t = \arccos(v_t / v_l)$ в соответствии с фазовыми условиями возбуждения продольных и сдвиговых УЗ волн на плоской границе твердого тела [7]. Величины смещений u_1 и u_3 , как следует из выражений (8) и (9), сдвинуты по фазе, поэтому возбужденные светом УЗ волны являются, в общем случае, эллиптически поляризованными.

При наличии на пути УЗ волны препятствия сферической формы (рис. 1б) происходит её рассеяние, и амплитуда деформации $|u_s|$, рассеянной УЗ волны под углом θ_s к оси OX, даётся соотношением [9]:

$$|u_s| = |u| \left| \frac{m' \sin \theta_s - \sqrt{n'^2 - \cos^2 \theta_s}}{m' \sin \theta_s + \sqrt{n'^2 - \cos^2 \theta_s}} \right| \left| \frac{a'}{4z'} \right| \cos \theta_s, \quad (10)$$

где $m' = \rho_0 / \rho$ (ρ_0 – плотность материала препятствия),

$n' = v_{l,t} / v'_{l,t}$ ($v'_{l,t}$ – фазовая скорость продольной (сдвиговой) УЗ волны внутри области рассеяния),

a' – радиус препятствия,

z' – расстояние от препятствия до входной грани кристалла,

u – одна из компонент вектора смещений, даваемая выражениями (8) или (9).

Для полого дефекта сферической формы амплитуда рассеянной УЗ волны $|u_s| \sim \cos \theta_s$, так как $m \ll 1$ и коэффициент френелевского отражения от полого дефекта в (10) близок к единице [7]. Для плотных УЗ дефектов ($m \sim 1$) диаграмма рассеяния значительно «острее» и интенсивность рассеянной волны, как следует из (10), стремится к нулю при значительно меньших углах рассеяния. Для любых рассеивателей круглой формы $|u_s| / |u_{l,t}| \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ для углов рассеяния θ , θ' и θ_s , близких к нулю.

В настоящее время существуют два основных метода обнаружения ультразвука возмущающего поверхность материала: метод оптического гетеродинамирования [10] и метод, основанный на эффекте фото-электродвижущей силы (Photo-EMF) в фоторефрактивных кристаллах [11]. В [12] интерферометрическим методом проведена диагностика ультразвука частотой 7,5 МГц, возмущающего неровную поверхность металла. Чувствительность такого метода $S_v \approx 10^{-4} \text{ \AA} / \sqrt{\text{Гц}}$. Отмечено [13], что чувствительность Photo-EMF метода может быть на порядок выше гетеродинамирования. Из рис. 2 следует, что указанные методы позволяют детектировать УЗ сигналы на противоположной грани материала толщиной $l = 1 \text{ см}$, а также рассеянного УЗ излучения на поверхности $z = 0$ (см. рис. 1б).

При возбуждении объемных УЗ волн могут возбуждаться также и поверхностные волны Рэлея. Рэлеевская УЗ волна имеет, однако, меньшую фазовую скорость, а также испытывает дополнительное затухание на неровной поверхности материала по сравнению с продольной и сдвиговой объемными УЗ волнами [7].

Литература

1. Лямшев, Л.М. Оптико-акустические источники звука / Л.М. Лямшев // Успехи физ. наук. – 1981. – Т. 135. – В. 4. – С. 636–669.
2. Адхамов, А.А. Фотовозбуждение звука в полупроводниках двухчастотной лазерной накачкой / А.А. Адхамов // Акуст. журн. – 1988. – Т. 34. – В. 2. – С. 209–214.
3. Lin, Gu. Theory of the photoacoustical effect in condensed medium / Gu Lin // Appl. Opt. 1982. – V. 21. – № 5. – P. 955–960.
4. Pirri, A.N. Momentum transfer and plasma formation above a surface with and high-power CO₂ laser / A.N. Pirri, R. Schlier, D. Northam // Appl. Phys. Lett. – 1972. – V. 21, № 3. – P. 79–81.
5. Zang, S.Y. Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry / S.Y. Zang [et al.] // 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. Кайно, Г. Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов / Г. Кайно – М.: Мир, 1990. – 652 с.
8. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф – М.: Наука, 1973. – 719 с.
9. Мурачиков, К.Л. О формировании изображений неоднородных объектов лазерным фотоакустическим методом / К.Л. Мурачиков // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – В. 22. – С. 58–64.
10. 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.
11. Petrov, M. High-frequency branch of space-charge waves in photorefractive crystals / M. Petrov [et al.] // J. Opt. Soc. Am. 2005. – V. 22. – № 7. – P. 1529–1537.

Summary

The generation of ultrasound by intensive laser radiation and by means of thermoelastic effect have been investigated theoretically. The dependency of the deformation amplitudes of longitudinal and shear ultrasonic wave from polar angle to the rate of the normal to the plane the boundary of region which is occupied of ultrasound is investigated. It is shown, that ultrasonic waves, excited by the laser pulses and scattered by the defects of circle form may be detected by the heterodyne or Photo-EMF methods.

Поступила в редакцию 12.04.06.