

УДК 534.142

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

В.Г. Гуделев¹, Г.В. Кулак², А.Г. Матвеева², Т.В. Николаенко²

¹Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск

²Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь

LASER EXCITATION OF LONGITUDINAL AND SHEAR ULTRASOUND WAVES PULSES IN SOLID STATE BODIES IN A NEAR ZONE

V.G. Gudelev¹, G.V. Kulak², A.G. Matveeva², T.V. Nikolaenko²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics NASB, Minsk

²I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, Mozyr

Исследованы особенности оптико-акустического возбуждения акустических импульсов продольных и сдвиговых ультразвуковых волн в ближней зоне Френеля для дифракции на отверстии прямоугольной формы. Установлено некоторое увеличение амплитуды и уменьшение длительности акустического импульса при переходе из ближней зоны Френеля в дальнюю зону Фраунгофера. Показано, что при смещении от центра отверстия в зоне Френеля амплитуда акустического импульса уменьшается и длительность увеличивается; при переходе в область геометрической тени амплитуда импульса значительно уменьшается.

Ключевые слова: лазерное возбуждение, ультразвуковая волна, длительность и амплитуда импульса, зона дифракции, твердое тело.

The peculiarities of the optical-acoustical excitation of the acoustical pulse of longitudinal and shear ultrasonic waves for the near Fresnel zone and acoustical diffraction on the rectangular opening are investigated. Some enhancement of the acoustical pulse amplitude and reduction of the duration under transition from the nearest Fresnel zone to the far Fraunhofer zone are stated. It has been shown that under displacement from the center of the opening in the Fresnel zone the amplitude of acoustical pulse is reduced and duration is enhanced. The pulse amplitude is reduced significantly under transition to the geometrical shadow.

Keywords: laser excitation, ultrasonic waves, duration and amplitude of pulse, diffraction zone, solid state body.

Введение

Среди источников ультразвука в твердых телах оптико-акустические имеют ряд преимуществ: отсутствие контакта со средой, возможность лёгкого изменения геометрических параметров оптико-акустической антенны и диапазона излучаемых частот [1]. В работах [1], [2] для целей неразрушающего контроля теоретически и экспериментально исследовано оптико-акустическое возбуждение гиперзвука в режиме термоупругости и лазерного испарения для дальней зоны излучения (зона Фраунгофера). Показано, что наибольшие амплитуды смещений, генерируемые оптико-акустическим источником, достигаются в условиях лазерного испарения. В условиях лазерного испарения происходит поглощение света в плазме и образование бегущей навстречу лазерному импульсу ударной звуковой волны, за фронтом которой образуется область повышенного давления, которая воздействует на поверхность металла. При этом величина импульса силы на поверхность металла практически не зависит от рода материала, а давление достигает ~ 100 МПа для длительности импульса $\tau \sim 10$ нс [3], [4]. В настоящей работе с использованием тензорной функции Грина для

уравнения Ламе исследовано оптико-акустическое возбуждение импульсов высокочастотных ультразвуковых (УЗ) волн в ближней и дальней зоне дифракции.

1 Теоретические результаты и обсуждение

При падении на поверхность твердого тела светового импульса длительностью τ возбуждается УЗ излучение с шириной спектра $\Delta\Omega \sim 1/\tau$ и центральной частотой Ω ($\Delta\Omega \ll \Omega$), которая имеет порядок ~ 1 ГГц при используемых длительностях световых импульсов. Для маски прямоугольной формы в области

$$-a < x' < a, \quad -b < y' < b$$

на поверхности твердого тела возникает равномерно распределенный импульс давления p_f . УЗ поле за областью воздействия является результатом дифракции на прямоугольном отверстии. Геометрическая схема возбуждения УЗ волны представлена на рисунке 1.

Уравнение Ламе, описывающее возбуждение монохроматической ультразвуковой волны за счет распределенной объемной силы $\vec{f}(\vec{r}')$,

действующей на поверхность твердого тела, имеет вид [5], [6]:

$$\hat{L}\vec{u} = -\vec{f}\delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (1.1)$$

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

$$\hat{L} = \mu \Delta + (\lambda + \mu) \text{grad div} + \rho \Omega^2, \quad (1.2)$$

где λ, μ – постоянные Ламе.

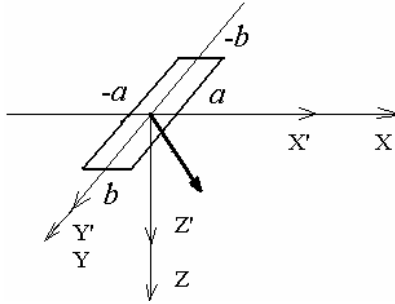


Рисунок 1 – Схема возбуждения гиперзвука полоской прямоугольной формы

Решение стационарного уравнения (1.1) с учетом (1.2) имеет вид [5], [6]:

$$u_j(\vec{r}) = \int G_{ij}(\vec{r} - \vec{r}') f_j(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (1.3)$$

где G_{ij} – компоненты тензорной функции Грина ($i, j=1 \div 3$); \vec{r}' – произвольные внешние параметры, связанные с объемом области лазерного воздействия на поверхность металла.

Компоненты тензорной функции Грина задаются соотношениями:

$$G_{ij} = \frac{1}{4\pi\rho\Omega^2} \left\{ \delta_{ij} k_s^2 \frac{e^{ik_s R}}{R} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left[\frac{e^{ik_l R}}{R} - \frac{e^{ik_s R}}{R} \right] \right\}. \quad (1.4)$$

Здесь введены обозначения:

$$R = |\vec{r} - \vec{r}'|, \quad k_l = \frac{\Omega}{v_l}, \quad k_s = \frac{\Omega}{v_s},$$

где $v_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$, $v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ – фазовые скорости

продольной и сдвиговой УЗ волн (ρ – плотность материала звукопровода).

При описании дифракции в ближней зоне в выражениях (1.3), (1.4) следует положить [7]:

$$R = z + \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{2z}, \quad (1.5)$$

где $|x - x'| \ll z$, $|y - y'| \ll z$.

Обычно одна из сторон полоски возбуждения значительно больше другой (например, $b \gg a$), тогда возбуждается продольная УЗ волна с вектором смещений вблизи оси Z и сдвиговая волна, поляризованная под малым углом к оси X. Подставив выражение (1.5) в (1.3) и (1.4) и

выполнив интегрирование по области отверстия, получим приближенное выражение для частотного спектра амплитуд смещений акустического импульса продольной (U_l) и сдвиговой (U_s) составляющей в зоне дифракции Френеля вида:

$$U_{l,s}(x, y, z, \Omega) = \frac{P_f}{4\pi\rho v_{l,s}^2 k_{l,s}} \left\{ \left[C(u_{2,l,s}^{l,s}) - iS(u_{2,l,s}^{l,s}) \right] - \left[C(u_{1,l,s}^{l,s}) - iS(u_{1,l,s}^{l,s}) \right] \right\} \cdot \left\{ \left[C(v_{2,l,s}^{l,s}) - iS(v_{2,l,s}^{l,s}) \right] - \left[C(v_{1,l,s}^{l,s}) - iS(v_{1,l,s}^{l,s}) \right] \right\}, \quad (1.6)$$

где

$$u_{1,2}^{l,s} = \sqrt{\frac{k_{l,s}}{2z}} \left(x \pm \frac{a}{2} \right), \quad v_{1,2}^{l,s} = \sqrt{\frac{k_{l,s}}{2z}} \left(y \pm \frac{b}{2} \right),$$

причем $C(t)$, $S(t)$ – косинус- и синус-интегралы Френеля; $k_{l,s} = \frac{\Omega}{v_{l,s}}$, где $v_{l,s}$ – фазовая скорость

продольной (сдвиговой) УЗ волны. Точное решение задачи Ламе о возбуждении акустических волн с поверхности твердого тела в интегральной форме приведено в работе [8]. Однако исследование возбуждения акустических импульсов на их основе сопряжено с большими вычислительными трудностями.

Временная форма акустического импульса дается соотношением [1], [2]:

$$\tilde{U}_{l,s}(\tilde{t}_{l,s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} U_{l,s}(\Omega) F(\Omega) e^{-i\Omega\tilde{t}_{l,s}} d\Omega, \quad (1.7)$$

где $\tilde{t}_{l,s} = t - \frac{z}{v_{l,s}}$; $F(\Omega) = \tau_a \sqrt{\pi} \exp\left(\frac{-\tau_a^2 \Omega^2}{4}\right)$ –

частотный спектр акустического импульса в направлении оси Z. Длительность акустического импульса τ_a определяется особенностями поглощения энергии светового импульса поверхностью металла.

Поток мощности УЗ волны распределяется в пространстве и во времени сложным образом и рассчитывается по формулам:

$$P_{l,s} = \frac{1}{2} \rho v_{l,s} \Omega^2 \tilde{U}_{l,s}^2(x, y, z, t).$$

Будем исследовать амплитуду смещения продольной УЗ волны, нормированную на ее максимальное значение, то есть $\eta_l = \frac{\tilde{U}_l}{\tilde{U}_{l,\max}}$.

Исследована зависимость от времени нормированной амплитуды η_l акустического импульса в ближней зоне дифракции, когда величина «волнового размера» отверстия

$\tilde{a} = \frac{a}{\sqrt{\Lambda z}} \gg 1$, и в дальней зоне, когда $\tilde{a} \ll 1$

(a – ширина области лазерного воздействия, Λ – длина УЗ волны, z – расстояние до источника вглубь материала) [9]. Ранее показано [2],

что распределение звукового поля в окрестности отверстия является неоднородным. При уменьшении параметра \tilde{a} (увеличении z) в центральной области отверстия появляется максимум интенсивности звука, а боковые максимумы интенсивности уменьшаются. Это означает переход из ближней зоны дифракции (зона Френеля) в область дальнего поля (зона Фраунгофера).

Подставив выражения (1.6) в (1.7) и выполнив интегрирование численными методами, получим временную форму акустического импульса продольной (η_l) ультразвуковой волны. При численных расчетах применялся алгоритм быстрого преобразования Фурье и метод сплайн-интерполяции.

2 Результаты расчетов

Численные расчеты проводились для продольной УЗ волны и материала, выполненного из стали (Fe). При этом полагалось $p_f = 10$ МПа, $\rho = 7800$ кг/м³, $v_f = 5100$ м/с, $\tau_a = 10^{-6}$ с.

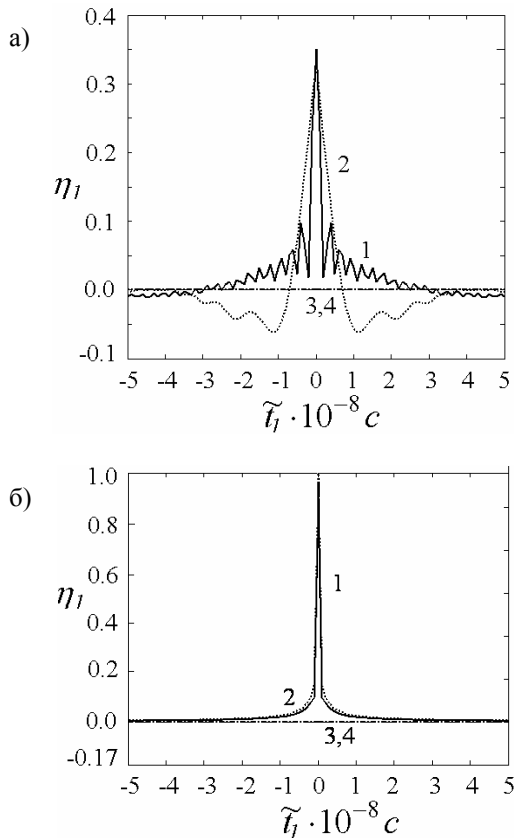


Рисунок 2 – Зависимость нормированной амплитуды смещения продольных УЗ волн η_l от времени \tilde{t}_l для больших (а) и малых (б) волновых размеров при различных координатах x : 1 – 0; 2 – 0,1; 3 – 0,3; 4 – 0,5 см ($v_f = 5100$ м/с, $a = 0,1$ см, $p_f = 10$ МПа, $\tau_a = 10^{-6}$ с, $\tilde{a} = 560$ (а), $\tilde{a} = 0,56$ (б)).

На рисунке 2 представлена форма нормированной амплитуды акустического импульса η_l

продольных УЗ волн для падающего гауссового светового импульса длительностью $\tau = 10^{-9}$ с. При этом световой импульс преобразуется в акустический импульс меньшей длительности, распространяющийся в том же направлении [1], [4]. Полагалось, что область лазерного возбуждения имеет форму узкой щели. Тогда в выражении (1.6) можно использовать лишь второй множитель, а третий опустить. В таком случае дифракция ультразвука происходит в плоскости XZ . Из рисунка следует, что длительность акустического импульса при переходе из зоны Френеля (а) в зону Фраунгофера (б) уменьшается. Следует отметить, что при смещении области наблюдения вдоль оси X (в пределах отверстия) амплитуда импульса в зоне Френеля несколько уменьшается, а в зоне Фраунгофера увеличивается; длительность импульса в зоне Френеля увеличивается, а в зоне Фраунгофера остается практически неизменной. При смещении в область геометрической «тени» амплитуда импульса для любых волновых размеров значительно уменьшается. Из выражений (1.6), (1.7) следует, что особенности возбуждения импульсов сдвиговых УЗ волн качественно не отличаются от случая возбуждения продольных УЗ волн.

Заключение

Показано, что при смещении области наблюдения вдоль оси X (в пределах отверстия) амплитуда импульса в зоне Френеля несколько уменьшается, а в зоне Фраунгофера – увеличивается; длительность импульса в зоне Френеля увеличивается, а в зоне Фраунгофера остается практически неизменной. При смещении в область геометрической тени за отверстием амплитуда импульса для любых волновых размеров значительно уменьшается. Полученные результаты показывают, что изучение формы акустического импульса позволяет выполнить оптико-акустическое диагностирование твердых тел, включая металлы, в ближней и дальней зоне дифракции.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Experimental Study of Laser-Generated Shear Waves Using Interferometry* / S.Y. Zang [et al.] // Res. Nondestr. Eval. – 1990. – Vol. 2. – P. 143–155.
2. *Оптико-акустическое возбуждение гиперзвука в твердых телах в ближней зоне* / В.Г. Гуделев [и др.] // Лазерная и оптико-электронная техника : сб. науч. статей / Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь ; отв. ред. И.С. Манак. – Мн. : 2008. – Вып. 11. – С. 52–58.
3. *Гуделев, В.Г. Лазерное возбуждение импульсов продольных и сдвиговых ультразвуковых волн в твердых телах* / В.Г. Гуделев, Г.В. Кулак, А.Г. Матвеева // Проблемы физики, математики и техники. – 2010. – № 4 (5). – С. 7–9.

4. Влияние процесса плавления на акустический отклик соединений CdTe GaAs при импульсном лазерном облучении / А. Байдуллаева [и др.] // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 3. – С. 286–290.

5. Ландау, Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау. – М. Наука, 1987. – 244 с.

6. Муратиков, К.Л. О формировании изображений неоднородных объектов лазерными фотоакустическими методами / К.Л. Муратиков // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – В. 22. – С. 58–64.

7. Кайно Г. Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов / Г. Кайно. – М. : Мир, 1990. – 652 с.

8. Гринченко, В.Т. Гармонические колебания и волны в упругих телах / В.Т. Гринченко, В.В. Мелешко. – Киев. : Наукова думка, 1981. – 284 с.

9. Никольский, В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский. – М. : Наука, 1978. – 543 с.

Поступила в редакцию 10.05.11.