

Г. В. КУЛАК, Т. В. НИКОЛАЕНКО, А. Г. МАТВЕЕВА
УО МГПУ им. И. П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ И ДИАГНОСТИКА ДЕФЕКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Введение. Оптико-акустические (ОА) источники ультразвуковых (УЗ) волн имеют ряд преимуществ перед традиционными (пьезоэлектрическими и электромагнитно-акустическими), включая отсутствие контакта со средой, возможность легкого изменения геометрических параметров акустической антенны, диагностики объектов, движущихся с любой скоростью [1–5]. Для возбуждения коротких акустических импульсов перспективно применение ОА методов при импульсном лазерном воздействии [2, 3]. Среди режимов генерации поверхностных акустических волн (ПАВ) предпочтительным является именно термоупругий режим, реализуемый в отсутствие абляции материала и минимальном шумовом фоне, создаваемым продольной и сдвиговой составляющими ПАВ [1–3]. Возбуждение ПАВ Рэлея при поглощении лазерных импульсов наносекундной длительности в материале из плавленного кварца исследовано в работе [4]. Рассмотрены особенности диагностики неоднородностей в виде полосок из золота на поверхности плавленного кварца.

Схема возбуждения и рассеяния ПАВ поверхностным дефектом, имеющим форму трапеции, представлена на рисунок 1.

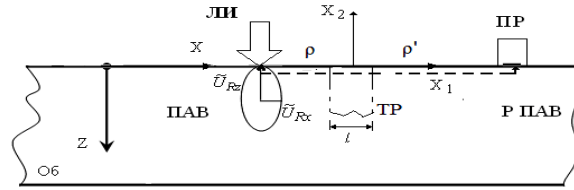


Рисунок 1. – Схема рассеяния ПАВ на трещине, имеющей форму трапеции (Об – образец, ПАВ – падающая УЗ волна, Р ПАВ – рассеянная УЗ волна, ЛИ – лазерный импульс; ПР – приемник УЗ волны; ТР – трещина, l – ширина трещины, ρ – расстояние от центра лазерного пятна до центра трещины, ρ' – расстояние от центра трещины до приемника рассеянной ПАВ)

Теоретические результаты и обсуждение. Поверхностный дефект сечением в форме трещины имеет ширину l и находится на расстоянии ρ от центра лазерного луча и на расстоянии ρ' от приемника рассеянной ПАВ (рисунок 1). Область возбуждения гиперзвука имеет форму круга радиусом a [5]. Лазерный импульс длительностью τ распространяется вдоль оси Z и возбуждает высокочастотные УЗ волны разной поляризации и пространственно-углового распределения. Предположим, что ОА возбуждение осуществляется в термоупругом (линейном) режиме [1], причем лазерный импульс имеет гауссово амплитудное распределение во времени – $f(t) = \exp(-t^2/\tau^2)$. Тогда гауссов акустический импульс имеет длительность τ_a превосходящую длительность лазерного импульса. УЗ импульс затухает в пространстве при наличии поглощения среды с коэффициентом поглощения $\alpha_s = \Gamma\Omega^2$, где Γ – некоторый коэффициент, зависящий от рода материала и его физических свойств. Импульс УЗ смещений ПАВ имеет ширину спектра $\Delta\Omega \sim 1/\tau_a$ и центральную частоту $\Omega \sim \Delta\Omega$. Частотный спектр гауссового акустического импульса, возбуждаемого на поверхности твердого тела, имеет вид: $F(\Omega) = \tau_a \sqrt{\pi} \exp(-\tau_a^2 \Omega^2 / 4)$, где Ω – круговая частота УЗ волны. Фурье-спектр составляющих рэлеевской ПАВ вдоль Z - и X - направлений имеет вид [5]:

$$\tilde{U}_{Rz}(\Omega) = \frac{P_f \pi r^2 F(\Omega) \eta^2 e^{-\alpha_s \rho}}{2\mu} \sqrt{\frac{2k_R}{\pi\phi}} \frac{\sqrt{1-\gamma^2\eta^2}}{C_0} \frac{J_1(k_R a)}{k_R a} e^{i(k_R \rho - \Omega t - \pi/4)}, \quad (1)$$

$$\tilde{U}_{Rz}(\Omega) = \frac{\tilde{U}_{Rz}(\Omega) \left(1 - \frac{\eta^2}{2}\right)}{\sqrt{1-\gamma^2\eta^2}}, \quad (2)$$

где P_f – давление на поверхность твердого тела в области лазерного воздействия; ρ – расстояние от центра УЗ возбуждения до рассеивающего центра; $J_1(x)$ – функция Бесселя первого рода и первого порядка; $k_R = \Omega/\nu_R$, ν_R – фазовая скорость ПАВ, $\eta = (0,87 + 1,12\nu)/(1 + \nu)$, причем ν – коэффициент Пуассона; $\gamma = \mu/(\lambda + 2\mu)$, где λ, μ – постоянные Ламе;

$$C_0 = 2(2 - \eta^2) - \frac{C_1}{C_2} - \frac{C_2}{C_1} - 2C_1 C_2, \quad (3)$$

где $C_1 = \sqrt{1-\eta^2}$, $C_2 = \sqrt{1-\eta^2\gamma^2}$. Отметим, что частотно-угловое распределение поверхностных УЗ волн, возбуждаемых лазерными импульсами, определяется функцией дифракции на области возбуждения в форме круга и частотным спектром падающей акустической волны, то есть $F(\Omega)J_1(k_R a)/k_R a$.

Падающая рэлеевская УЗ волна частотой Ω направляется на дефекта и рассеивается на нем в прямом ($x_1 > 0$) или обратном ($x_1 < 0$) направлении. С использованием двумерной функции Грина в плоскости $X_1 X_2$ (в системе координат $X_1 X_2 X_3$) амплитуду рассеянной ПАВ можно найти из выражения [6]:

$$U_{Ri}^{sc}(r') = -\int_s n_p(r') C_{jpmn} \frac{\partial}{\partial x_n} G_{im}(r, r') [U_{Rj}(r)] dS_r, \quad (4)$$

где n_p – компоненты единичного вектора нормали к поверхности (S) трещины, C_{jpmn} – упругие модули материала; $[U_{Rj}(r)]$ – компоненты смещения в области открытой трещины, индуцированные ПАВ Рэлея; функция Грина для смещения в возбуждаемой волне имеет вид [6]:

$$G_{im}(r, r') = \sum_{\alpha=L,T} \left(\frac{i}{4\pi\mu} \right) \left(\frac{k_L}{k_T} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} (1-\xi^2)^{-1/2} d_i^\alpha(\xi) d_m^\alpha(\xi) e^{i(\alpha p(r-r'))} d\xi, \quad (5)$$

где k_L, k_T – волновые числа продольной и сдвиговой объемной УЗ волны в материале звукопровода; полагается, что векторы, входящие в (5), имеют вид:

$$p = \left(\xi, \sqrt{1-\xi^2} \right), \quad d^L = p, \quad d^T = [e_3 p](e_3 \| X_3).$$

Выполнив асимптотическую оценку интеграла (5) и подставив полученное выражение в (4), можно, произведя интегрирование по внутренней поверхности дефекта трапециевидной формы, получить выражение для компонент вектора смещений рассеянной ПАВ вида:

$$U_{Rx,z}^{sc} = \pm \sqrt{\frac{2}{\pi\mu' k_{L,T}}} e^{-i\pi/4} U_{Rz,x} Q_{L,T} I_{L,T}, \quad (6)$$

где

$$Q_L = -k_L^3 \lambda / 4k_T^2 \mu, \quad Q_T = k_T / 4, \quad I_{L,T} = \sin[l(\pm k_{L,T} + k_R) / 2] / (\pm k_{L,T} + k_R),$$

причем знак «+» в выражении (6) соответствует рассеянию ПАВ в прямом направлении, а знак «-» – рассеянию в обратном направлении.

Временная форма рассеянного акустического импульса определяется интегралом [1, 3]:

$$U_{Rx,z}^{sc}(\tilde{t}_R) = \int_{-\infty}^{+\infty} U_{Rx,z}^{sc}(\Omega) e^{-i\Omega \tilde{t}_R} d\Omega, \quad (7)$$

где $\tilde{t}_R = t - (\rho + \rho') / \eta v_s$.

Подставив выражения (6) в (7) и выполнив интегрирование численными методами, получим временную форму продольной ($U_{Rx}^{sc}(t)$) и поперечной ($U_{Rz}^{sc}(t)$) составляющих рассеянного акустического импульса рэлеевских УЗ волн в области приемника. При численных расчетах применялся алгоритм быстрого преобразования Фурье и метод сплайн-интерполяции.

Численные расчеты проводились для ПАВ Рэлея, распространяющейся по свободной поверхности материала, выполненного из стали (Fe). При этом полагалось, что $P_f = 100$ МПа, $v_l = 5900$ м/с, $v_s = 3200$ м/с, $a = 132$ мкм, $\lambda = 4,9 \cdot 10^{10}$ Па, $\mu = 7,84 \cdot 10^{10}$ Па, $\rho = 3$ мм, $\rho' = 10$ мм, $\Gamma = 10^{-10}$ с²/м. Предполагалось, что модельный дефект шириной l имеет плоскую границу и ориентирован вдоль оси ОХ.

На рисунке 2 представлена осциллограмма рассеянной ПАВ в прямом направлении при рассеянии на дефекте прямоугольной формы (трещина, рисунок 1)

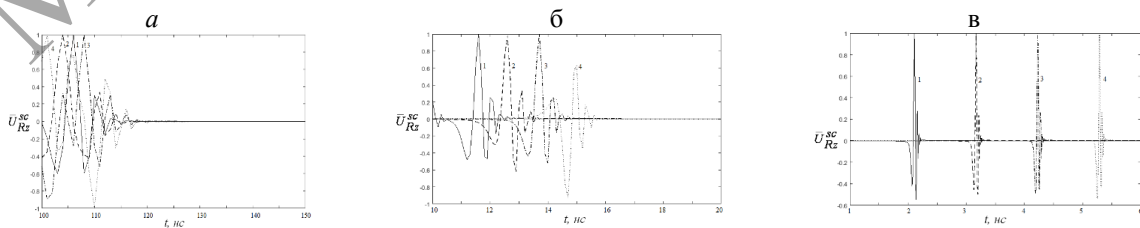


Рисунок 2. – Осциллограммы нормированной на максимальное значение поперечной составляющей \bar{U}_{Rz}^{sc} рэлеевской ПАВ, рассеянной в прямом направлении, от времени t при различных длительностях возбуждаемого акустического импульса $\tau_a=10$ нс (а), $\tau_a=100$ нс (б), $\tau_a=1000$ нс (в) и для различных ширин трещины l : 1-2, 2-4, 3-6, 4-8 мм ($\rho=3$ мм, $\rho'=10$ мм, $a=132$ мкм, Fe)

Из рисунка 2 следует, что вид осциллограмм изменяется при изменении расстояния до дефекта и его ширины l . С увеличением ширины трещины значительно изменяется форма вступительной и заключительной части импульса рассеянной ПАВ. С уменьшением длительности падающего акустического импульса τ_a достигается значительный временной интервал приема рассеянного импульса для разных длин трещины по сравнению с длительностью рассеянного импульса. При увеличении длины трещины на $\Delta l=2$ мм временной интервал увеличивается на $\Delta t=2,2$ нс.

На рисунке 3 представлена осциллограмма рассеянной ПАВ в прямом направлении при рассеянии на дефекте в форме трещины шириной l .

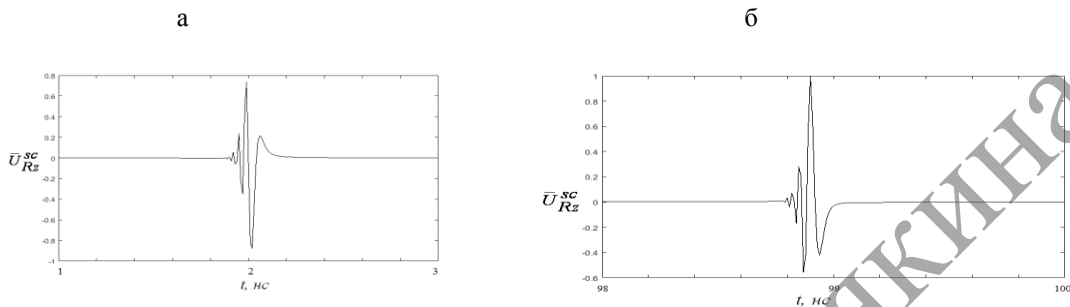


Рисунок 3. – Осциллограммы нормированной на максимальное значение поперечной составляющей \bar{U}_{Rz}^{sc} рэлеевской ПАВ, рассеянной в прямом направлении (а) и ПАВ, претерпевшей многократные отражения на границах трещины (б), от времени t ($\tau_a=10$ нс, $\rho=3$ мм, $\rho'=10$ мм, $a=2$ мм, $l=2$ мм, Fe)

Из рисунка 3 следует, что при наличии падающей ПАВ в области приемника возникают два импульса рассеянной ПАВ. Первый импульс с меньшей амплитудой имеет длительность $\sim 0,5$ нс. Второй импульс с максимальной амплитудой возникает с запаздыванием во времени на $\Delta t \approx 97$ нс. Его длительность несколько больше и составляет $\sim 0,7$ нс. С увеличением ширины трещины l временной интервал между импульсами Δt – уменьшается. Наличие временного интервала Δt связано, по-видимому, с многократными отражениями импульса ПАВ от границ трещины с последующим интерференционным усилением до максимального значения амплитуды рассеянного импульса в области приемника. При этом $\Delta t = nl/v_R$, где n – число отражений ПАВ от границ трещины. Для параметров на рисунке 3 число отражений $n \approx 10$. Аналогичные особенности рассеяния ПАВ имеют место для акустических импульсов больших длительностей ($\tau_a=100$ нс, $\tau_a=1000$ нс). При этом, однако, форма рассеянного импульса изменяется, а временной интервал Δt остается примерно тем же.

На рисунке 4 представлена зависимость амплитуды рассеянной ПАВ в прямом направлении при рассеянии на дефекте в форме трещины от параметра \tilde{t}_R .

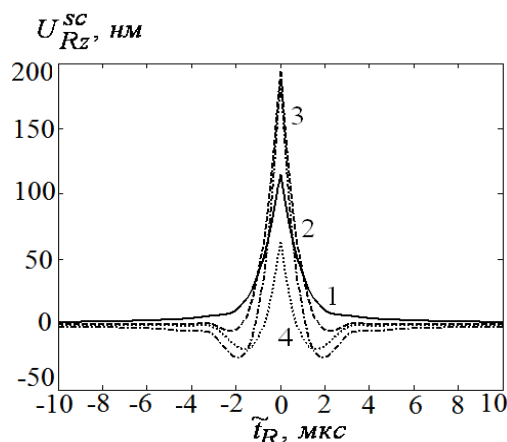


Рисунок 4. – Зависимость амплитуды поперечной составляющей U_{Rz}^{sc} импульса рэлеевских ПАВ при прямом рассеянии от времени \tilde{t}_R при различных длинах l : 1–2, 2–4, 3–6, 4–8 мм ($P_f=100$ МПа, $\rho=\rho'=10$ мм, $a=3$ мм, Fe)

Из рисунка 4 следует, что при увеличении длины трещины ($l = 2 - 8$ мм), амплитуда рассеянного импульса вначале растёт, а при дальнейшем ее увеличении – уменьшается, достигая минимального значения при $l = 8$ мм; при увеличении амплитуды длительность импульса – уменьшается. Данные особенности рассеяния связаны с резонансными свойствами рассеивающего центра, когда на его длине укладывается целое число полуволн ПАВ.

Заключение. Регистрация и контроль поверхностных дефектов в форме трещины может быть осуществлена с использованием эффектов рассеяния поверхностных акустических волн Рэлея в импульсном режиме и измерения временных интервалов рассеянных импульсов ПАВ. При этом использование достаточно коротких акустических импульсов позволяет по времени приема и форме рассеянного акустического импульса на поверхностном дефекте идентифицировать его размеры. С уменьшением длительности падающего акустического импульса начинает проявляться зависимость формы осциллограммы рассеянного импульса от радиуса лазерного пятна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев, В. Э. Лазерная оптоакустика. / В. Э. Гусев, А. А. Карабутов. – М. : Наука, 1991. – 304 с.
2. Tam, A. C. Pulsed-laser generation of ultrashort acoustic pulsed: Application for thin film ultrasonic measurement / A. C. Tam // Appl. Phys. Lett. – 1984. – V. 45, № 5. – P. 510–512.
3. Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry / S. Y. Zang, E. M. Paul, S. Fassbender, [et. al.] // Res. Nondestr. Eval. – 1991. – V. 2. – P. 143–155.
4. Lin, H. N. Study of vibrational modes of gold nanostructures by picosecond ultrasonic / H. N. Lin, H. J. Maris, L. B. Freund // Appl. Phys. – 1993. – V. 73, – № 2. – P. 37–45.
5. Буденков, Г. А. Динамические задачи теории упругости / Г. А. Буденков, О. В. Недзвецкая. – М. : Физматлит, 2004. – 135 с.
6. Hirose, S. Ultrasonic Inversion for Determining crack in a solid / S. Hirose // J. of The Faculty of Environmental Science and Technology. – 1997. – V. 2, № 1. – P. 89–98.