

УДК 534.8:535.5

## ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДЕФЕКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А.Р. Баев<sup>1</sup>, В.Г. Гуделев<sup>2</sup>, Г.В. Кулак<sup>3</sup>, А.И. Митьковец<sup>2</sup>,  
А.Г. Матвеева<sup>3</sup>, П.И. Ропот<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь

## OPTICAL-ACOUSTIC DIAGNOSTICS OF DEFECTS ON THE SURFACE OF SOLIDS

A.R. Baev<sup>1</sup>, V.G. Gudelev<sup>2</sup>, G.V. Kulak<sup>3</sup>, A.I. Mitskovets<sup>2</sup>,  
A.G. Matveeva<sup>3</sup>, P.I. Ropot<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Applied Physics of NAS Belarus, Minsk, Belarus

<sup>2</sup>B.I. Stepanov Institute of Physics of NAS Belarus, Minsk, Belarus

<sup>3</sup>I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, Mozyr, Belarus

Исследованы особенности рассеяния возбуждаемых оптико-акустическим методом поверхностных акустических волн на трещине, имеющей форму трапеции. Показано, что форма и амплитуда рассеянного импульса поверхностных акустических волн зависит от ширины трещины и ее местоположения относительно источника и приемника ультразвука. Экспериментальное исследование влияния импульсно-лазерного излучения на амплитуду и форму ультразвукового сигнала, возбуждаемого при перемещении пятна лазерного луча прямоугольной формы через поверхностную несплошность в виде усталостной трещины микронного размера, показало хорошее качественное согласие с проведенными теоретическими исследованиями.

**Ключевые слова:** поверхностная акустическая волна, рассеяние ультразвука, ультразвуковой импульс, поверхностная трещина.

Participants of the surface acoustic waves scattering excited by means of optical-acoustic method on the crack which has trapezium form is investigated. It is shown that the form and amplitude of the scattered impulse of the surface acoustical wave is depended on the crack width and its locality relative to the ultrasonic source and receiver. Experimental investigation of the influence of the impulse-laser radiator on the form and amplitude of the ultrasonic signal excited under traveling laser spot of the rectangular form over the fatigues crack of micron dimensions has show good quality accordance with conducted theoretical investigations.

**Keywords:** surface acoustic wave, ultrasonic scattering, ultrasonic impulse, surface crack.

### Введение

Оптико-акустические (ОА) источники ультразвуковых (УЗ) волн имеют ряд преимуществ перед традиционными (пьезоэлектрическими и электромагнитно-акустическими), включая отсутствие контакта со средой, возможность легко 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 модами [1]–[3]. Возбуждение ПАВ Рэлея при поглощении лазерных импульсов наносекундной длительности в материале из плавленого кварца исследовано в работе [4]. Исследованы особенности

диагностики неоднородностей в виде полосок из золота на поверхности плавленого кварца.

Схема возбуждения и рассеяния ПАВ поверхностным дефектом, имеющим форму трапеции, представлена на рисунке 0.1.

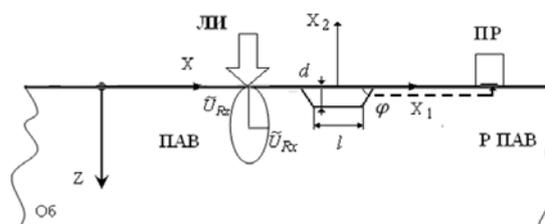


Рисунок 0.1 – Схема рассеяния ПАВ на трещине, имеющей форму трапеции (Об – образец, ПАВ – падающая УЗ волна, Р ПАВ – рассеянная УЗ волна, ЛИ – лазерный импульс; ПР – приемник УЗ волны;  $d$  – глубина трещины,  $l$  – ширина трещины,  $\varphi$  – угол наклона боковой грани трещины)

**1 Данные расчета и их обсуждение**

Поверхностный дефект сечением в форме трапеции имеет ширину  $l$  и глубину залегания  $d$ ; угол наклона боковой стороны трапеции  $\varphi$  (рисунк 0.1). Область возбуждения гиперзвука имеет вид прямоугольника шириной  $a$  и длиной  $b$  [5]. Лазерный импульс длительностью  $\tau$  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  $\tau_a$  превосходящую длительность лазерного импульса. УЗ волна затухает в пространстве при наличии поглощения среды с коэффициентом поглощения  $\alpha_s = \Gamma \Omega^2$ , где  $\Gamma$  – некоторый коэффициент, зависящий от рода материала и его физических свойств. Импульс УЗ смещенный ПАВ имеет ширину спектра  $\Delta\Omega \sim 1/\tau_a$  и центральную частоту  $\Omega_0 \sim \Delta\Omega$ . Частотный спектр акустического импульса, возбуждаемого на поверхности твердого тела, имеет вид:  $F(\Omega) = \tau_a \sqrt{\pi} \exp(-\tau_a^2 \Omega^2 / 4)$ , где  $\Omega$  – круговая частота УЗ волны. Фурье-спектр составляющих рэлеевской ПАВ вдоль  $Z$ - и  $X$ - направлений имеет вид [5]:

$$\tilde{U}_{Rz}(\Omega) = \frac{P_f S_{пол} F(\Omega) \eta^2 e^{-\alpha_s \rho}}{4\mu} \times \sqrt{\frac{2k_R}{\pi\rho} \frac{\sqrt{1-\gamma^2\eta^2} \sin(A_R) \sin(B_R)}{C_0 A_R B_R}} e^{i\varphi_R}, \quad (1.1)$$

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

$$A_R = ak_R/2, \quad B_R = b(k_R \sin \alpha)/2, \quad (1.2)$$

где  $S_{пол} = ab$ ,  $a$  ( $b$ ) – размер полоски возбуждения вдоль оси  $X$  ( $Z$ );  $\alpha$  – азимутальный угол, отсчитываемый от оси  $X$ ,  $P_f$  – давление на поверхность твердого тела в области лазерного воздействия;  $\rho$  – расстояние от области возбуждения до дефекта;  $\varphi_R = k_R \rho - \Omega t + \pi/4$ ;  $k_R = \Omega / v_R$ ,  $v_R$  – фазовая скорость ПАВ,  $\eta = \frac{0,87 + 1,12\nu}{1 + \nu}$ , причем  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\gamma = \mu / (\lambda + 2\mu)$ , где  $\lambda$ ,  $\mu$  – постоянные Ламе;

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

где  $C_1 = \sqrt{1 - \eta^2}$ ,  $C_2 = \sqrt{1 - \eta^2 \gamma^2}$ . Отметим, что частотно-угловое распределение ПАВ, возбуждаемых лазерным импульсом, определяется их функцией рассеяния в области ОА-возбуждения

и частотным спектром падающей акустической волны, т. е.  $F(\Omega) \sin(A_R) / A_R \sin(B_R) / B_R$ .

Падающая рэлеевская УЗ волна частотой  $\Omega$  направляется на дефект 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]:

$$U_{Ri}^{sc}(\mathbf{r}') = - \int_S n_p(\mathbf{r}') C_{jpmn} \frac{\partial}{\partial x_n} G_{im}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') [U_{Rj}(\mathbf{r})] dS_r, \quad (1.3)$$

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

$$G_{im}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{\alpha=L,T} \left( \frac{i}{4\pi\mu} \right) \left( \frac{k_L}{k_T} \right)^2 \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - \xi^2)^{-1/2} d_i^\alpha(\xi) d_m^\alpha(\xi) e^{i(\alpha p(\mathbf{r}-\mathbf{r}'))} d\xi,$$

где  $k_L$ ,  $k_T$  – волновые числа продольной и сдвиговой объемной УЗ волны в материале звукопровода; полагается, что векторы, входящие в (1.4), имеют вид:

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

Выполнив асимптотическую оценку интеграла (1.4) и подставив полученное выражение в (1.3), можно, произведя интегрирование по внутренней поверхности дефекта трапециевидной формы, получить выражение для компонент вектора смещений рассеянной ПАВ:

$$U_{Rx,z}^{sc} = \pm \sqrt{\frac{2}{\pi\rho' k_{L,T}}} e^{-i\pi/4} |U_{Rz,x}| Q_{L,T} I_{L,T}, \quad (1.5)$$

где

$$Q_L = -\frac{k_L^3 \lambda}{4k_T^2 \mu}, \quad Q_T = \frac{k_T}{4},$$

$$I_{L,T} = \frac{\sin[(\pm k_{L,T} + k_R)(l/2 + d \cos \phi)]}{(\pm k_{L,T} + k_R)},$$

причем знак «+» в выражении (1.5) соответствует рассеянию ПАВ в прямом направлении, а знак «-» – рассеянию в обратном направлении;  $\rho'$  – расстояние от рассеивающего центра до приемника УЗ волн.

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

$$U_{Rx,z}^{sc}(\tilde{t}_R) = \int_{-\infty}^{+\infty} U_{Rx,z}^{sc}(\Omega) e^{-i\Omega \tilde{t}_R} d\Omega, \quad (1.6)$$

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

Подставив выражения (1.5) в (1.6), и, выполнив интегрирование численными методами, получим временную форму продольной ( $U_{Rz}^{sc}(t)$ ) 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,  $v_f=5100$  м/с,  $v_s=3200$  м/с,  $a=132$  мкм,  $b=20$  мм,  $\lambda=4,9 \cdot 10^{10}$  Па,  $\mu=7,84 \cdot 10^{10}$  Па,  $\rho=2$  мм,  $\rho'=10$  мм,  $\Gamma=10^{-10}$  Гц<sup>-1</sup>. Предполагалось, что модельный дефект шириной  $l$  имеет плоскую границу и ориентирован вдоль оси ОХ. Использование ПАВ, падающей под малым углом наклона  $\alpha$  к оси  $X_1$ , позволяет разделить в пространстве падающую и рассеянную УЗ волну при обратном рассеянии (рисунок 0.1).

На рисунке 2.1 представлена осциллограмма рассеянной ПАВ в прямом направлении при рассеянии на дефекте прямоугольной формы (угол  $\varphi=90^\circ$  на рисунке 0.1).

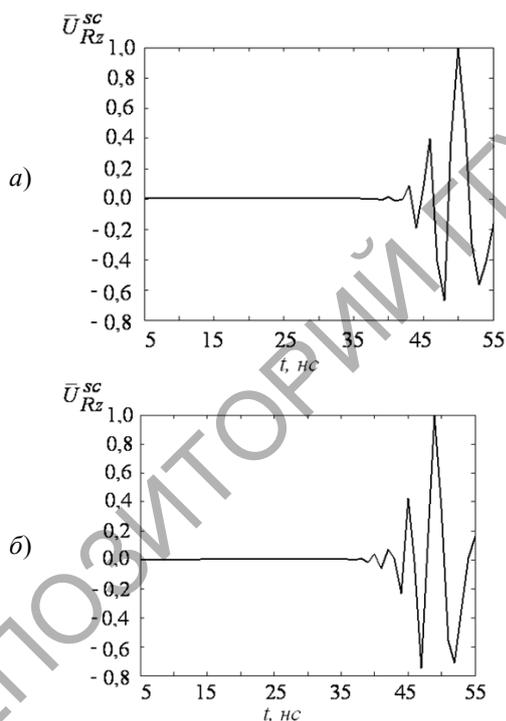


Рисунок 2.1 – Осциллограммы нормированной на максимальное значение поперечной составляющей  $\bar{U}_{Rz}^{sc}$  рэлеевских ПАВ, рассеянных в прямом направлении от времени  $t$  при  $\rho=0,5$  мм,  $l=0,8$  мм (а),  $\rho=3$  мм,  $l=0,2$  мм (б) ( $\rho'=10$  мм,  $a=132$  мкм,  $b=20$  мм,  $\varphi=90^\circ$ ,  $d=1$  мм, Fe)

Из рисунка 2.1 следует, что вид осциллограмм изменяется при изменении расстояния до дефекта и его ширины. С увеличением ширины трещины значительно изменяется форма вступительной и заключительной части импульса рассеянной ПАВ.

На рисунке 2.2 представлены зависимости амплитуды  $Z$ - составляющей рассеянной ПАВ от положения источника лазерного УЗ возбуждения.

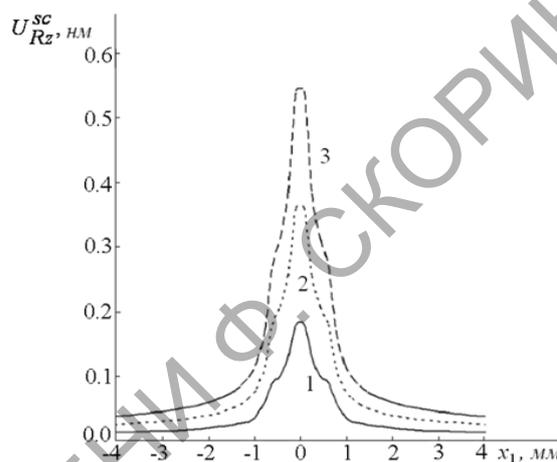


Рисунок 2.2 – Зависимость амплитуды поперечной составляющей  $U_{Rz}^{sc}$  импульса рэлеевских ПАВ при изменении положения точки возбуждения  $x_1$  относительно трещины при различных ширинах полоски лазерного возбуждения а: 1 – 44, 2 – 88, 3 – 132 мкм ( $\alpha=0$ ,  $\rho'=10$  мм,  $l=0,2$  мм,  $b=30$  мм,  $\varphi=90^\circ$ ,  $d=1$  мм, Fe)

Как видно из рисунка при перемещении лазерного пучка относительно трещины имеет место ярко выраженный максимум, достигаемый при расположении центра лазерного пучка в окрестности трещины ( $x_1=0$ ). Численные расчеты на основании выражений (1.6) дают типичные осциллограммы рассеянных ПАВ на дефекте в форме трещины, приведенные в работе [7].

## 2 Эксперимент

В эксперименте источником импульсно-лазерного излучения с длиной волны 1,06 мкм служил генератор ЛТИПЧ с устройством коррекции сечения пятна лазерного луча (ПЛЛ). ПАВ принималась пьезопреобразователем, сигнал с которого подавался после усиления на вход «Spectronic» TDS 3052В для анализа его спектра и амплитуды. Частота следования лазерных импульсов составила 10 Гц. ПЛЛ формировалось в виде вытянутой полосы с изменяемым поперечным сечением. Предполагалось, что режим возбуждения ПАВ является термоупругим. Значимые результаты экспериментальных исследований приведены на рисунках 2.1 и 2.2, на которых

представлены характерные осциллограммы возбуждаемых ПАВ и зависимости их амплитуды от координаты и безразмерной ширины ПЛЛ  $d^* = a / \lambda_{\text{ПАВ}}$ , где  $\lambda_{\text{ПАВ}}$  – длина волны ПАВ.

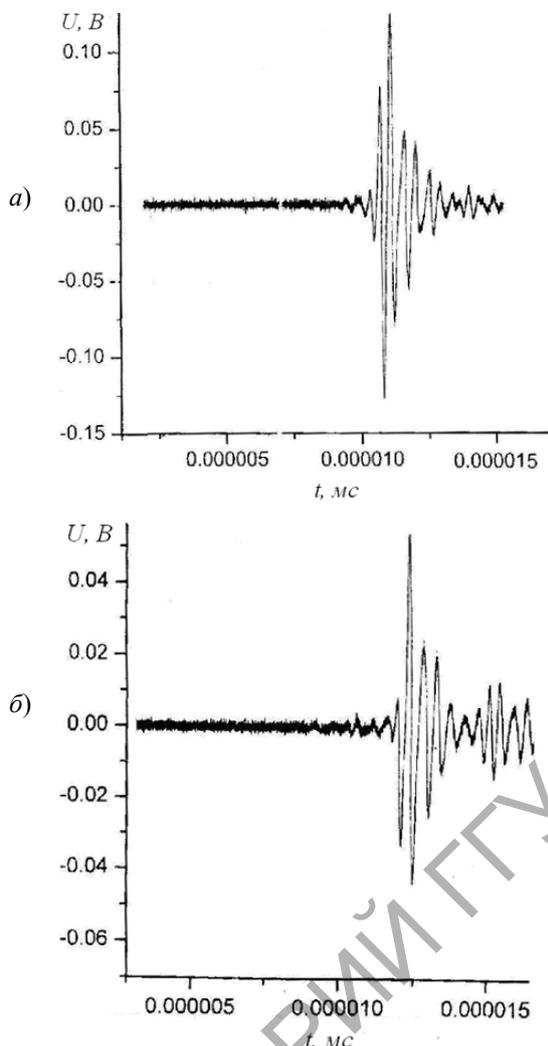


Рисунок 2.1 – Осциллограммы ПАВ при изменении положения ПЛЛ (типа длинной полосы) на образце с трещиной шириной 4 мкм, глубиной 400–500 мкм и длиной 25 мм:  $x_1 = 0,5$  мм (а);  $x_1 = 3$  мм (б); ось ординат в вольтах (В), а ось абсцис – в мс

Как видно из рисунка, при пересечении ПЛЛ трещины наблюдается существенное изменение не только амплитуды, но и «вступительной» части импульса, занимающего временной интервал его осцилляции  $\tau = (2-3)f^{-1}$ , где  $f$  – характерная частота ПАВ. Этот эффект сопровождается изменением спектра импульса, а также появлением «сателлитов» ПАВ, появляющихся, по-видимому, в результате отражения от стенок трещины обратной волны, генерируемой ПЛЛ. Признаком, характеризующим наличие дефекта, может служить форма «вступительной» части осцилляции импульса, обусловленная

сложным характером формирования поля ПАВ в окрестности трещины. Необходимо отметить, что ранее в работе [8] при изучении подобного эффекта на образце с длинной искусственной трещиной шириной  $l=50$  мкм влияние параметра  $d^*$  на амплитуду возбуждаемой ПАВ не изучалось.

Зависимость нормированной амплитуды рассеянной ПАВ  $\bar{U}_{Rz}^{sc}$  имеет ярко выраженный максимум, достигаемый при расположении центра ПЛЛ в окрестности трещины ( $x_1 = 0$ ). Максимальное же увеличение амплитуды сигнала достигается, если ширина ПЛЛ выбрана оптимальной величины, характеризуемой безразмерным параметром  $d^* = a / \lambda_{\text{ПАВ}} = 1,8-2,2$ , в окрестности  $-4 \text{ мм} \leq x_1 \leq 4 \text{ мм}$ .

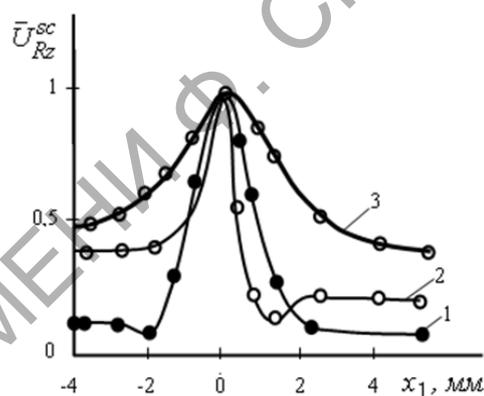


Рисунок 2.2 – Амплитуда ПАВ в зависимости от положения ПЛЛ типа длинной полосы при различных значениях параметра  $d^*$ : 1 – 2,2; 2 – 0,2; 3 – 5 ( $l = 4$  мкм,  $d = 400-500$  мкм,  $b = 20$  мм)

Проведенные исследования показали, что путем уменьшения поперечного сечения ПЛЛ представляется возможным достаточно легко обнаруживать несплошности типа поры с поперечным размером, составляющим доли миллиметра.

Если учесть, что на бездефектной поверхности всего лишь 50% энергии ПАВ распространяется по направлению к приемному преобразователю, то при локализации ПЛЛ в окрестности трещины ( $x_1 \approx 0$ ) произойдет повышение плотности энергии ПАВ, направленной к приемному преобразователю вследствие их отражения от стенок трещины.

#### Заключение

Показано, что при увеличении ширины трещины амплитуда рассеянного импульса растет для попутного и обратного рассеяния. При расположении центра пучка лазерного возбуждения в окрестности трещины достигается максимум рассеянных ПАВ, величина которого быстро уменьшается при отклонении от центра

трещины в условиях попутного и обратного рассеяния. Экспериментально исследовано влияние импульсно-лазерного излучения на амплитуду и форму сигнала ПАВ, возбуждаемого при перемещении пятна лазерного луча прямоугольной формы через поверхностную несплошность в виде усталостной трещины микронного раскрытия. Показано хорошее качественное согласие с теоретическими исследованиями на основе метода функций Грина.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев, В.Э. Лазерная оптоакустика / В.Э. Гусев, А.А. Карабутов. – Москва : Наука. – 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. – Vol. 45, № 5. – P. 510–512.
3. *Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry* / S.Y. Zang [et. al.] // Res. Nondestr. Eval. – 1991. – Vol. 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. – Vol. 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. – Vol. 2, № 1. – P. 89–98.

7. *Опτικο-акустический метод обнаружения поверхностных несплошностей* / А.Р. Баев [и др.] // Материалы IX Международной научной конференции «Лазерная физика и оптические технологии», Гродно, 30 мая – 2 июня 2012 г. – Гродно. – 2012. – Т. 2. – С. 134–137.

8. Krishnaswamy, S. Theory and Application of Laser-Ultrasonic Techniques / S. Krishnaswamy // In Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation / D.O. Thompson and D.E. Chimenti, Eds. – Plenum Press, New York. – 2003. – Vol. 20A. – P. 436–492.

Поступила в редакцию 25.11.13.