

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Баев А. Р., Гуделев В. Г., Костюк Д. В., Асадчая М. В.

ГНУ "Институт прикладной физики НАН Беларуси"

Одно из перспективных направлений совершенствования акустического контроля прочностных свойств и структуры широкого спектра объектов промышленного производства связано с использованием лазерных систем для возбуждения и приема ультразвуковых волн (УВ) [1]. Измерения бесконтактным способом при локальности области ввода-приема УВ до $(1-10)$ мкм и длительности импульса до $\sim(10^{-3}-10^{-2})$ мкс позволяет существенно расширить возможности традиционного контроля объектов с криволинейной поверхностью и нагретых до температуры до $\sim 1000^\circ\text{C}$. Ниже рассмотрены особенности возбуждения УВ оптоакустическим способом и проанализированы условия формирования акустических полей в объектах, имеющих криволинейную поверхность и форму гластин применительно к измерению скорости УЗК, определению упругих, геометрических и др. параметров тонких двухслойных материалов и измерению глубины трещин.

1. Режимы оптоакустического преобразования элементарных источников (ЭИ).

При оптоакустическом преобразовании (ОАП) локальная поверхность объекта выполняет функцию источника упругих колебаний. В зависимости от интенсивности светового пучка I и свойств поверхности объекта можно выделить два основных нестационарных механизма ОАП, представляющих интерес для практики: режим I (термоупругий), обусловленный термическим расширением вещества ($I < I_1$); режим II, сопровождающийся абляцией вещества [2] при "умеренных" интенсивностях испарительного процесса $I < I_2$, где I_1 – пороговые значения интенсивности, при которой возникает абляция. В соответствии с известными представлениями [2, 3], нами проведен численный расчет акустических полей УВ, возбуждаемых импульсным лазерным пучком в твердых телах. Отличие полученных зависимостей (для режимов I и II) обусловлено разными начальными и граничными условиями в области воздействия лазерного пучка, что иллюстрируется рис. 1.

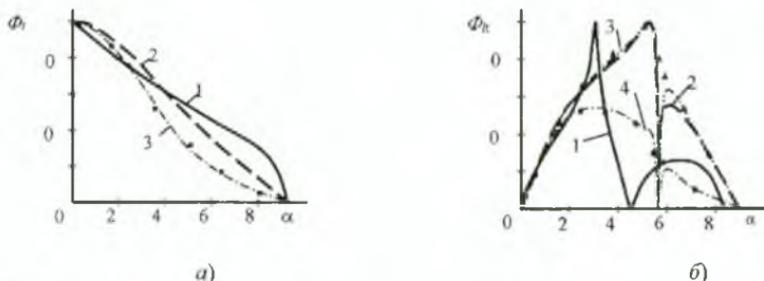


Рис.1. Диаграмма направленности ОА источника ($v_q^* \gg 1$) и поршневого источника при возбуждении продольной (а) и поперечной (б) моды: 1 – ОА источник, а 2 и 3 – поршневой источник; мода продольная (а) и поперечная (б); 3 – данные эксперимента авторов.

В зависимости от режима ОАП, поле ЭИ может быть близко по структуре полю волн, возбуждаемых традиционными контактными методами. Необходимо отметить, что в силу традиционных представлений, режим ОАП II подобен "поршневому" режиму, и реализуется, преимущественно, за счет "импульса-отдачи" испаряющегося вещества; при этом нормально к поверхности объекта приложено некоторое давление P_n . Как видно (рис. 1), в этом случае максимум диаграммы направленности (ДН) продольной моды элементарного источника $\Phi_c(\alpha) = 0$ при $\alpha = 0$, а минимум – при $\alpha = \pi/2$. Для этих же углов наблюдается минимум ДН поперечной моды, а максимальные значения – в окрестности $\alpha \approx 35^\circ - 40^\circ$. Интересно, что для этих же мод (в особенности для продольной), возбуждаемых в режиме I, зависимости $\Phi_c(\alpha)$ качественно подобны, когда скорость тепловой волны $v_T > C$, где C – скорость продольной моды. В случае же, когда поверхность свободная, а режим ОАП – I, то для большинства контролируемых твердых тел $v_T \ll C$. Так что $\Phi_c(\alpha) = 0$ при $\alpha = (0, \pi/2)$ и $\Phi_c(\alpha) = 1$ при $\alpha \approx 60^\circ$. То есть, при термоупругом режиме преобразования отсутствуют условия для генерации продольной моды в нормальном к поверхности объекта направлении из-за превалирования сдвиговой составляющей сигнала-отклика σ_{ik} . При "организации качающегося акустического луча" следует использовать диапазон рабочих углов, лежащих в окрестности $\alpha_m \approx 60^\circ$, где минимальна угловая вариация амплитуды генерируемого сигнала. В то же время, при абляционном режиме ОАП II (или поршневом) – $\alpha_m \approx 0^\circ$. Необходимо отметить, что представленные нами экспериментальные данные свидетельствуют о неплохом соответствии с расчетными данными, выполненными для поршневого режима согласно приведенной в работе [4] методике.

2. Особенности формирования акустических полей лазерных фазированных решеток. Используя выражения $\Phi_c(\alpha)$ для элементарных источников звука, был проведен численное моделирование полей излучения многочувствительных лазерных систем с управляемой фазовой задержкой φ_n между источниками волн (ЛАФР) применительно к созданию "качающегося" и фокусирующего акустического пучка как в объектах с плоской, так и криволинейной поверхностью радиуса $0 \leq R^* = R/\lambda > 0$, где λ – длина возбуждаемых колебаний. Предполагается, что: длительность акустического импульса (обезразмеренная) составляет $\tau = 2\pi k$, где k – число периодов волны в импульсе, равное $0,5 - \infty$, а количество ЭИ варьируется от $n_0 = 2$ до 14: ширина ЭИ – $d_i \ll \lambda$, а их длина $L \gg 2a_0$, где $2a_0$ – поперечный размер области излучения. Согласно формуле, полученной из интегрального выражения для теоремы Грина [2, 3], проведен расчет параметров $\Phi(\alpha)$, определяемой для ЛАФР при различных углах ввода α_0 в объекты с цилиндрической и плоской поверхностью, когда линейные источники звука расположены вдоль образующей цилиндрической поверхности. При этом, в отличие от случая $R^* \gg a_0$, вводятся дополнительные временные (фазовые) задержки, учитывающая кривизну объекта: $\Phi(\alpha, \alpha_0) = \sum_{n=1}^{n_0} A_n(\alpha, \alpha_0) \delta_n \exp[-i(\varphi + \varphi_{0n})] f_n(r)$, где $A_n(\alpha, \alpha_0)$ – угловой коэффициент амплитуды ЭИ, зависящий от режима возбуждения акустического импульса, угла наблюдения и безразмерного геометрического параметра $\eta_{nR} = a_n/R^*$, где a_n – безразмерная координата положения ЭИВ; $f(r)$ – функция ослабления волны с расстоянием; $\delta_n = \delta_n(\varphi)$ – ступенчатая функция (или функция Хэвисайда): $\delta_n = 1$ при $\varphi_{0n} \leq \varphi \leq \varphi_{0n} + 2\pi$ и $\delta_n = 0$ при $\varphi_{0n} + 2\pi k \leq \varphi \leq \varphi_{0n}$. Предполагаем, что $A_n(\alpha) = 0$ при $\arcsin \eta_{nR} \geq 90^\circ - \alpha$; $\varphi_{0n} = \arcsin[(a_n(\sin \alpha - \sin \alpha_0) + R^*(1 - \sqrt{1 - \eta_{nR}^2})(\cos \alpha - \cos \alpha_0))]$; $a_n = \frac{3\pi(2n - n_0 - 1)}{n_0 - 1}$.

На основе проведенных расчетов выявлены закономерности изменения ДН продольных и поперечных мод для различных углов ввода объекты, включая угол $\alpha_0 = \alpha_0(\tau_i) = 0,5\pi$, в окрестности которого эффективно возбуждаются так называемые подповерхностные волны [5]. Установлено, что рассчитанные параметры $\Phi(\alpha, \alpha_0 = \pi/2)$ для упомянутых мод находятся в неплохом качественном соответствии с экспериментальными данными, полученными нами с помощью контактных призматических преобразователей [3], имеющих идентичную частоту волны (1,8 МГц) и апертуру. При этом, как и для призматических преобразователей, угловая ширина ДН продольной моды θ больше, чем у поперечной. У последней практически отсутствует боковой лепесток, в то время как в первом случае отношение максимума амплитуды бокового лепестка к максимуму ДН близко к 6 дБ. Как упоминалось выше, это отличие обусловлено, прежде всего, разной направленностью акустических полей, создаваемых ЭИ (рис. 1) и описываемых функцией $A_n(\alpha, \alpha_0)$. Как установлено, чем больше различие между α_0 и углом максимума $A_n(\alpha)$, тем существеннее будет различие между ДН при разных параметрах — $\{\epsilon, n, R\}$ и др. На рис. 2 приведены диаграммы направленности ЛАФР в твердотельном объекте с разной кривизной поверхности при наличии так называемой “компенсационной задержки”, устраняющей “собственный” фокусирующий фактор, и в отсутствие этой задержки.

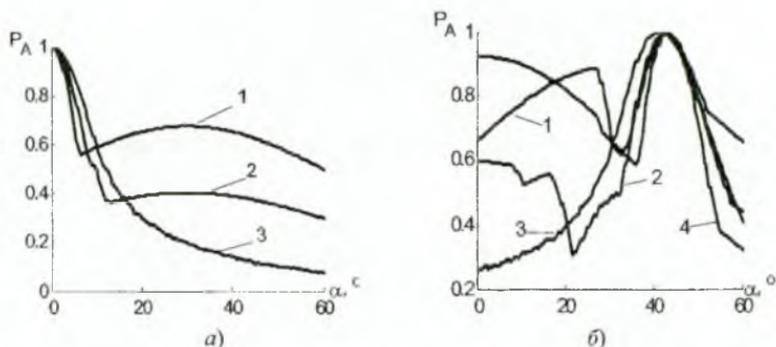


Рис.2. Зависимость $\Phi_c(\alpha)$ для продольных волн, возбуждаемых на цилиндрической поверхности под углом $\alpha_0 = 0$ (а) и 45° (б) с фазовой компенсационной задержкой: а) $R = 2a_0 = 6\pi$; $n_0 = 2$ (1); 3 (2); 4 (3); б) $R = 6\pi$ (1, 2, 3) и ∞ (4); $n_0 = 2$ (1, 4); 3 (2), 14 (3).

Как видно, применение предложенного подхода позволяет существенно устранить искажения волнового в области основного лепестка раскрытия диаграммы направленности ЛАФР при организации качающегося луча. И тем эффективнее, чем больше n_0 и радиус кривизны поверхности. Однако, этот угловой диапазон качания луча ограничен тем больше, чем меньше радиус кривизны поверхности и больше апертура источника УВ. Изучены также возможности использования ЛАФР для фокусировки возбуждаемых УВ в объекте с плоской поверхностью. Установлено, что для достижения эффективности “динамической” фокусировки поперечной моды, рекомендуется локализация ЭИ, преимущественно, ближе к периферийной области излучения. Если же эта область локализована в окрестности некоторого характерного значения $z_l^*(a_0^*)$, то амплитуда волны P_A будет близка к нулю. Не исключена возможность появления двух фокусов с существенно отличающимся распределением амплитуды волны в этой области.

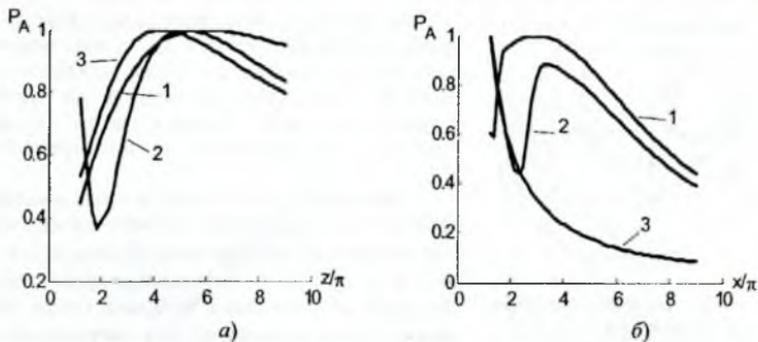


Рис. 3. Амплитуда продольной моды при фокусировке с помощью “цилиндрической” ЛАФР” вдоль акустической оси z при $x = 0$ (а) и в фокусе – вдоль поперечной координаты x : $n_0 = 2$ (1); 3 (2); 14 (3), $R = 2a_0 = 12\pi$.

3. ОАП для контроля физико-механических свойств твердых тел. Применение ОАП перспективно для определения: а) прочностных свойств и структуры основного материала объекта под защитным покрытием и без него по данным скорости УЗК; б) глубины трещин; в) толщины покрытия и площади расслоения тонколистовых материалов. Для решения этих задач предлагаются измерительные схемы, которые подобны той, что приведена для варианта (б).

(3а) Используя измерительную схему (рис. 4), представляется возможным обеспечить высокую точность измерения скорости УВ под защитным покрытием согласно формуле: $C = L/\Delta t$, если толщина защитного слоя h в области приема постоянная величина, где $\Delta t = t_2 - t_1$; t_i – время прихода акустического сигнала на i -ый приемник колебаний. Для этого может быть использован источник колебаний (ИК) на основе упомянутой системы ЛАФР, либо на основе единичного источника с оптимальным поперечным размером, что зависит от режима ОАП, свойств материала, чувствительности локальных приемников колебаний (ЛПК) [2]. При этом погрешность измерений определяется стабильностью длины акустической базы и шириной световых пучков d , величина которых может составить ~ 10 мкм. Если же h – переменная величина, то для нивелирования этого паразитного фактора предложено проводить измерения дважды – путем изменения направления прозвучивания при неизменных координатах приема сигнала. В этом случае истинная скорость УВ находится из системы двух алгебраических уравнений. С другой стороны, если скорость УЗК материала основы C известна, то решая обратную задачу, можно легко определить толщину покрытия или его разнотолщинность.

(3б) Измерительные схемы на базе ИК и локальных приемников колебаний перспективны для определения глубины трещин и расслоений H_0 в однородных по структуре и дискретно-слоистых объектах, как с плоской, так и криволинейной поверхностью и выполненных из металлов и неметаллов. При этом прозвучивание объекта подповерхностными волнами может осуществляться следующими способами: ИК–ЛПК; б) ИК – два ЛПК; в) два ИК – два ЛПК, где ЛПК может быть выполнен контактным или бесконтактным. Как и в рассмотренном выше случае, эта схема эффективна для определения глубины трещин в объектах с разной толщиной защитного слоя.

Так, в результате воздействия лазерного импульса на поверхность покрытия, в основном материал излучается спектр мод, из которых наиболее быстрая – головная мода (Head wave) [4].

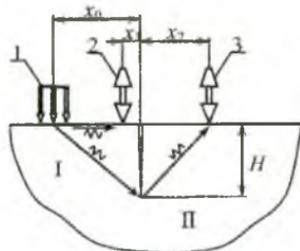


Рис. 4. ОАП – для контроля глубины трещин: 1 – источник УВ; 2 и 3 – локальные приемники УВ.

Анализ решения этой системы уравнений показал, что максимальная чувствительность и точность измерений H_0 достигается при минимальном расстоянии приемников и источников сигнала от трещины. Если же ИК расположены с одной стороны трещины ($x_1 > 0$), то наибольшая точность измерений достигается при $x_1 \rightarrow 0$ и $x_2 \rightarrow \infty$. Численные оценки показывают, что при реальной погрешности измерения временных параметров Δt_{12} и $\Delta t_{21} \pm (5-10)10^{-3}$ мкс, то погрешность в определении глубины трещины составит $\pm(0,03 - 0,06)$ мм. Т.е., с помощью предложенного метода представляется возможным определять глубину трещины с погрешностью не хуже, чем $\pm(5-10)\%$ при $H_0 = (1-2)$ мм и более, что значительно меньше погрешности традиционных способов измерений [3]. Применение предложенного методического подхода на базе ОАП может быть реализовано на объектах с разной конфигурацией и основой.

(3с) Аналогом головной волны в тонких пластинчатых материалах является симметричная s_0 мода волн Лэмба [3], которая при достаточно малых толщинах пластин ($k_t = 2\pi/\lambda_t < h^{-1}/\pi$) является самой быстрой, а скорость ее $C_{s0} \rightarrow E^{1/2} [\rho(1 - \chi^2)]^{1/2}$ при $\pi \rightarrow 0$, где E – модуль Юнга, ρ – плотность среды, λ_t – длина поперечной моды, численный параметр $\pi < 1$, χ – коэффициент Пуассона. Проведен теоретический анализ возможностей распространения s_0 моды в двухслойной тонкой пластине с толщинами слоев h_2 и h_1 . При этом система четырех волновых уравнений относительно скалярных и векторных потенциалов, описывающих движение самой быстрой моды, сводится к одному уравнению. То есть, в исследуемой двухслойной среде с эффективными упругими константами и плотностью распространяется квази- s_0 мода, причем эти константы и плотность определяются из правила смещения [4]. Можно легко показать, что с помощью предложенной методики можно измерять не только толщину покрытия, но и размеры области несцепления тонколистовых материалов.

4. Результаты экспериментальных исследований. Эксперименты проведены на установке, подобно описанной в работе [3]. При определении глубины модельной трещины УВ возбуждались с помощью лазера экспериментальной конструкции. Прием колебаний осуществлялся малоинерционными преобразователями с площадью контакта $\sim 0,012$ мм². Опытная проверка схемы (3с) проведена на тонколистовых образцах латуни толщиной $h_2 = 0,2$ мм, покрытых оловянно-свинцовым покрытием толщиной $h_1 = 5-50$ мкм. Один из торцов пластины служил в качестве излучающей звук поверхности, возбуждаемых лазерным импульсом длительностью 0,1 мкс. Акустическая база между приемниками 70 мм. Временной интервал между ними измерялся с помощью приборов И2-26, С1-71, УД-12 с точностью 10-15 нс. Данные эксперимента (рис. 5, 6) показали

хорошее количественное соответствие с результатами расчета и подтвердили корректность использования предложенной модели для определения глубины трещин.

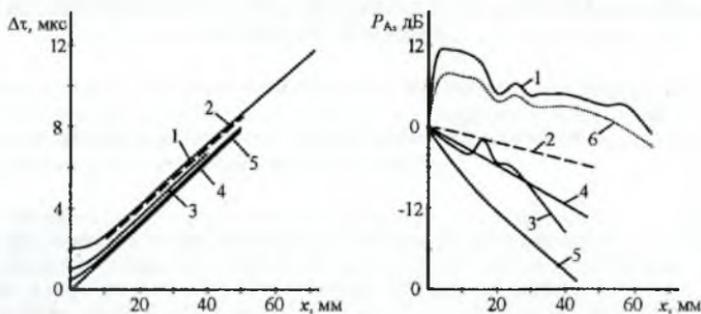


Рис. 5. Изменение времени Δt и амплитуды волны P_A от глубины модельной трещины: глубина трещины $H_0, 10^{-3} \text{ м} = 10$ (1, 2, 6); 5 (3); 3 (4); 0 (5).

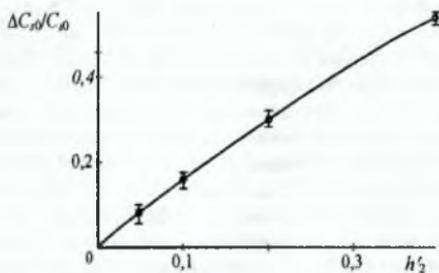


Рис. 6. Изменение скорости s_0 моды от толщины

Установлено, что в достаточно широком диапазоне изменения H_0 практически сохраняется линейная зависимость $\Delta t(H_0)$. Исследование акустических и геометрических параметров двухслойных тонких листовых материалов показали, что наибольшая абсолютная чувствительность метода достигается при измерении малых толщин покрытий h_1 . Так, в диапазоне h_1 от нескольких мкм до ~ 10 мкм представляется возможным фиксировать изменения ее величины $\sim 0,2-0,3$ мкм.

Список литературы

1. Jean-Pierre Minchalin, Laser ultrasonics: from the laboratory to industry. - Rev. of Progress in Quantitative NDE, 23A, 2003. - P.3-31.
2. Hutchings, D. A., "Ultrasonic generation by pulsed lasers", in Physics Acoustics, 28, eds. W. P., Mason and R. N. Thurston, Academic press New York, 1988, p. 21-123.
3. Крауткремер Й., Крауткремер Г. Ультразвуковой контроль материалов. - М.: Металлургия, 1991. - 752 с.
4. Bayev, A. R., and Asadchaya, M. V. Specific Features of Excitation and Propagation of Longitudinal and Transverse Subsurface Waves in Solids: I. Waves in Objects with a Free Plane Boundary, Russian Journal of Nondestructive Testing, Vol. 41, No. 9, 2005, pp. 567-576.