

ОТРАЖЕНИЕ ОА-СИГНАЛА ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЫ

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

*ГНУ «ИПФ НАН Беларуси», Минск, Беларусь,
baev@iaph.bas-net.by

**ГНУ «ИФ НАН Беларуси», Минск, Беларусь,
gudelev@iaph.bas-net.by

Применение традиционных методов неразрушающего контроля сцепления материалов (ДСМ), основанных на анализе амплитудных, частотных и др. характеристик [1], существенно осложняется при наличии только одностороннего доступа, изменяющейся шероховатости поверхности объекта или “пространственной вариации” свойств верхнего из контактирующих материалов, а также – имеющих существенное отличие их акустических сопротивлений R_i . Предлагается новый метод, позволяющий существенно повысить надежность контроля и расширить его возможности. Применение для зондирования таких объектов мощных коротких импульсов, создаваемых лазерными импульсами, расширяет возможности метода [2] и повышает достоверность измерения размеров дефектов сцепления материалов (ДСМ).

Рассмотрим акустическое поле волн, отраженных от поверхности сред II-III $S_0 = \sum_{i=1}^m S_i = S_D + S_N$ – с дискретно-неоднородными граничными условиями (ГУ) и условно разбитой на i участков площадью S_i с соответствующими коэффициентами отражения R_i и фазовыми сдвигами φ_i волны. Пусть пятно импульсного лазерного излучения перемещается вдоль координаты x по поверхности объекта, излучая волны под углом β к ней. В некоторый момент времени акустический пучок (АП) падает одновременно на участки отражающей поверхности S_i с заданными ГУ относительно напряжений σ_{ni} σ_{ij} и смещений ξ_i . Эти участки отделены друг от друга граничной линией L . Поле отраженных волн можно рассматривать как суперпозицию полей мнимых когерентных источников (МКИ), отличающихся фазой φ_i и амплитудой излучаемых волн - $P_i = p_0 R_i f(t) \exp(-j\varphi_i)$.

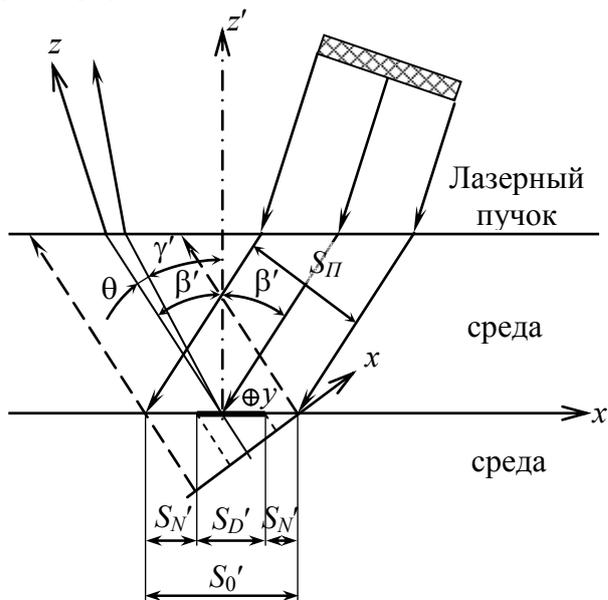


Рис.1.

Анализ задачи и численные расчеты результирующего поля проводим в системе координат $\{x', y', z'\}$, повернутой относительно базовой в плоскости $y=0$ на угол $\pi/2 - \beta$. Ось z' совпадает с главной осью диаграммы направленности мнимых когерентных источников (МКИ). Используя известные выражения для функции источника, поле МКИ в точке наблюдения M представляется в виде

$$P^*(M) = \frac{P(M)}{P_0(M)}$$

$$\sum_{i=1}^m S'_i R_{iN} F_{i0} f(t) \exp(-j\varphi_i),$$

где $F_{i0} = F_i / F_0$, F_i и F_0 – интегральные функции, характеризующие направленность МКИ, отраженных от i -го участка в области пятна АП, а F_0 – от всей однородной (“качественной”) области S_0 ;

$$F_i \sim \iint_{S_i} \chi_i(\theta') \exp(-j\vec{k}_R \cdot \vec{r}_{BM}) \frac{1}{r_{BM}} dS';$$

$S_{АП} = S_0 \cos \beta = S'_D + S'_N$; $\chi(\theta')$ – функция направленности элементарного источника УВ; $R_{iN} = R_i/R_N$; $S'_{i0} = S'_i/(S_0 \cos \beta)$; $S'_I = S_i \cos \beta$; $\vec{r}_{BМ}$ – радиус-вектор, проведенный из координаты $B \in S_0$ в координату наблюдения M . Из рассмотрения P^* как функционала \mathfrak{Z} от комплекса параметров следует, что наилучшая выявляемость ДСН достигается при $\mathfrak{Z} = \text{Min} |P^*| < 1$ или $\mathfrak{Z} = \text{Max} |P^*| > 1$. Если φ_D и $R_{DN} = R_D/R_N$ – постоянные, то $P^*(M) = F_{N0} \{1 - S_{D0} [(1 - F_{DN} R_{DN} \exp(-j\varphi_D))]\}$ при $F_{DN} = F_D/F_N = \text{const}$. При движении источника УВ параметры $\{S'_{D0}, S'_{DN}, F_{DN}\}$ – переменные от координаты АП – x_L . При этом особое значение играет угол, под которым принимаются сигнал. Пусть $\varphi_D = \pm\pi$, а прием УВ производится в дальней зоне МКИ для $\theta' = 0$. Тогда $P^* = 1 - S_{D0} \cos \beta (R_{DN} + 1)$. Если $S_{D0} \geq 1$, то $P^* = -R_{DN}$, а $P^* \rightarrow 0$ при $S'_{D0} \rightarrow [\cos \beta (R_{DN} + 1)]^{-1}$. Таким образом, по данным измерения P^* имеется принципиальная возможность оценить площадь дефектной поверхности.

Проведено численное моделирование эволюции поля МКИ – $F(\theta')$ в зависимости от $\{S_{DN}, R_{DN}, \varphi_D\}$ и длительности импульса $\tau = nT$, где T – период “осцилляции”, а n – их количество. Так, если $\varphi_D \rightarrow \pi$, то независимо от S_{DN} и R_D функция $F(\theta')$ в любой из плоскостей сечения, проходящих через акустическую ось, является симметричной; функция же $F(\theta')$ не зависит от экваториального угла только при аксиальной симметрии АП и ДСМ. При пересечении АП граничной линии L функция направленности $F(\theta')$ при характерных значениях $\Xi_{DN} = R_{DN} S_{DN} = R_{D0} S_{DN}$ имеет локальный минимум (при $\theta' = 0$) и два угловых глобальных максимума при $\theta' = \pm \theta_M$. Если $\varphi_D \rightarrow \pi$ и $\Xi_{DN} \rightarrow 1$, то $P^* \rightarrow 0$ при $\theta' = 0$. При варьировании R_{DN} (0,1–9) и достаточно длинном импульсе функция $F(\theta')$ практически постоянна в окрестности $\theta'_M \geq \theta' \geq -\theta'_M$. Однако, чем больше R_{DN} отличается от единицы и больше количество осцилляций n в импульсе, тем больше амплитуда боковых лепестков низшего порядка. Этот факт может быть использован для реализации высокой чувствительности метода, когда φ_D существенно отличен от π . Изменение угла направления граничной линии L по отношению к плоскости падения АП сопровождается пространственным перераспределением акустической энергии поля МКИ. Если L находится в центре падения АП, $\varphi_D \rightarrow \pm\pi$, то при определенных значениях $\{\beta, R_{DN}\}$ представляется возможным реализовать отраженный “вращающийся” пучок.

Если внутри области пятна АП S_0 находится дефект меньшей площади, то, независимо от его положения, R_{DN} , формы АП и дефекта, $P^* \rightarrow 0$ при $\theta' = 0$, если $\Xi_{ND} \approx 1$ и $\varphi_D = \pm\pi$. Характерные фазы эволюции $F(\theta')$ в зависимости от ширины (площади) дефектной поверхности свидетельствуют о том, что при $R_{DN} S_{D0} > 0,2$ наличие боковых максимумов, превышающих амплитуду волны в центре, может затруднить ее измерения. Поэтому для этих целей можно воспользоваться измерением именно этих максимумов, которые представляют возрастающие однозначные зависимости от S_{D0} при $R_{ND} > 2$. Так, например (рис.2), для $S_{D0} = 0,2$ и $\theta' \neq 0$ характерное изменение амплитуды сигнала может составить 5-10 раз, в то время как при $\theta' = 0$ – не более 2-х раз. Необходимо учесть, что уменьшение длительности импульса (или n) вызывает “сглаживание” боковых лепестков ДН и экстремумов второго порядка, что позволяет производить оценку площади дефекта в направлении главной оси поля МКИ. Численные оценки показывают, что использование предлагаемого метода позволяет не только повысить чувствительность контроля по сравнению с известными методами, но и производительность в 3-8 раз, если $\varphi = \pm\pi$, а $R_{DN} = 1,5-8$.

Для проверки результатов выполненного выше анализа были проведены экспериментальные исследования отражения продольных и рэлеевских волн от модельной неоднородной границы как в случае возбуждения УВ импульсным лазерным излучением, так и при использовании контактных (пьезоэлектрических) преобразователей (ПЭП) с рабочей частотой 5 МГц – т.е. при отношении характерного периода лазерного импульса к периоду колебаний, излучаемых ПЭП, ~ 10 . Жесткая граница создается

путем склейки контактирующих материалов, а скользящая – путем создания тонкого слоя контактной жидкости между контактирующими поверхностями. Для случая лазерного возбуждения продольной моды, падающей нормально на границу сред с неоднородными ГУ, и ее приема под тем же углом использована согласующая кварцевая призма с установленным ПЭП.

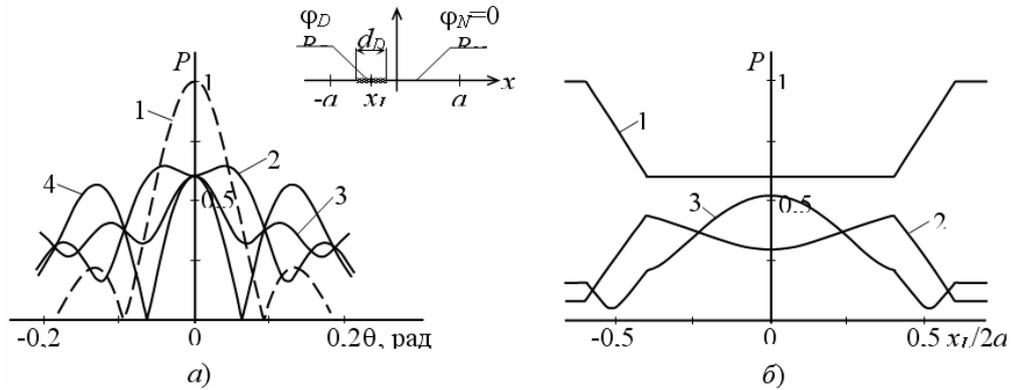


Рис. 2. Пример эволюции ДН модельного дефекта с относительной площадью ОЗП $S_{D0}=0,2$ (а) и амплитуда отраженного сигнала, принимаемого под углом θ (б), в зависимости от координаты дефекта x_L , $\varphi_D=\pi$; а) $x_L/2a = -\infty$ (1); $-0,4$ (2); $-0,2$ (3); 0 (4); б) θ , рад = 0 (1); $0,1$ (2); $0,13$ (3)

Результаты экспериментальных исследований по отражению как продольных, так и рэлеевских волн от дискретно-неоднородных границ показали неплохое качественное соответствие с данными расчетов, выполненными согласно предложенной модели. Как при использовании возбуждения ПАВ импульсно-лазерным методом, так и традиционным (с помощью наклонной призмы) подтверждается тот факт, что по мере относительного смещения граничной прямой L , отделяющей области с различными ГУ (и $\varphi_D \approx \pi$), относительно АП происходит существенное изменение поля отраженного акустического пучка. Так, установлено, что в зависимости от угла падения и приема акустического сигнала, типа ГУ амплитуда сигнала на приемнике может уменьшиться (увеличиться) на 30–40 дБ, достигая экстремальных значений именно в том случае когда L перпендикулярна плоскости падения УЗК. При этом наблюдается разделение (“расщепление”) основного лепестка раскрытия акустического поля на два или более, что обусловлено интерференцией полей МКИ. Изменение направления граничной линии L сопровождается перераспределением акустической энергии отраженного сигнала в объеме объекта и отклонением (вращением) угловых максимумов поля в стороны, противоположные плоскости ДН. На примере отражения волны Рэля от неоднородной границы алюминий-сталь показано, что даже при наличии фазового сдвига $\varphi_D \approx 0,4$ (измеренного на частоте 10 МГц) эффект изменения опорного сигнала при сканировании границы (характеризующий чувствительность метода) превышает 40 дБ при небольших отклонениях угла падения и приема волны ($\beta_R=6-8^\circ$) от нормали.

Список литературы

1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. / Под общ. ред. В.В. Клюева. Т. 3. – М.: Машиностроение, 2003. – 864 с.
2. Kruger S.E., Lord M., Levesque D., Bakker A.J. Detection of kissing bond in extruded aluminum by laser-ultrasound. - Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Golden, Colorado, 22-27 July 2007, V. 27A, pp. 279-285.