

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ЛЭМБА В ТОНКИХ ДВУХСЛОЙНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Докт. техн. наук БАЕВ А. Р., акад., докт. техн. наук ПРОХОРЕНКО П. П.

ГНУ «ИПФ НАН Беларуси»

Объективная необходимость длительного периода эксплуатации парка теплоэнергетических установок и оборудования химических, нефтехимических производств и ряда других требует ускоренного развертывания системы обеспечения безопасности и «живучести» основных элементов оборудования. Для повышения износостойкости и долговечности значительного числа объектов используются технологии нанесения металлических и неметаллических покрытий преимущественно на стальное основание: пайка, газопламенное напыление, сварка взрывом, склейка и др. То есть поверхностный слой ряда элементов технологического объекта искусственно приобретает дискретно-слоистую структуру, отличающуюся от основного металла своими физико-механическими свойствами. При этом достаточно часто возникает необходимость определения толщины покрытия и оценки качества и площади сцепления S_c или несцепления S_{nc} материалов, где $S_{nc} = S - S_c$.

Для решения указанного класса задач используются различные методы и средства неразрушающего контроля (НК), включая традиционные: акустические, электромагнитные, токовых, радиационные и др. [1], применение которых возможно лишь для ограниченного набора контактирующих материалов и их толщин. В частности, особые трудности возникают в том случае, когда контролируемый объект представляет собой протяженную двухслойную среду с достаточно малой толщиной покрытия h_1 и основы h_2 , где $h_{12} = h_1/h_2 < 1$. Толщина покрытия может составлять величину $h_1 \sim 1-10^2$ мк и более. Это покрытие может быть выполнено как с внешней, так и «внутренней» стороны основы объекта (трубы, радиаторы и др.) или с обеих его сторон. Кроме того, в ряде случаев доступ к внешней поверхности объекта ограничен или невозможен. Проведение такого контроля необходимо как при

изготовления изделия, так и в процессе его эксплуатации.

Решение данной задачи с помощью упомянутых выше традиционных методов не возможно либо весьма трудоемко. Для этого нами предлагается новый подход, основанный на использовании особенностей распространения волн Лэмба в двухслойных волноводах [2].

Теоретический анализ. Как известно, уравнение, описывающее распространение упругих волн в однородных по структуре пластинах через скалярный ϕ_n и векторный потенциал ψ_n , согласно [2] имеет вид

$$\Delta \phi_n + k_l^2 \phi_n = 0; \Delta \psi_n + k_t^2 \psi_n = 0, \quad (1)$$

где $k_l = 2\pi v \left[\frac{\rho}{\lambda_n + 2\mu} \right]^{\frac{1}{2}}$; $k_t = 2\pi f \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}$ – волновые числа соответственно продольных и поперечных волн; λ_n и 2μ – упругие постоянные; ρ – плотность среды.

Связи этих потенциалов с компонентами смещений по осям x и z приведены в [2]. Ось x совпадает с направлением распространения волны, а ось z перпендикулярна ей и лежит в плоскости падения волны, причем компоненты тензора напряжений $\sigma_{ij} = 0$ на свободных поверхностях $z = \pm h/2$. Для этого случая решение уравнения (1) имеет вид:

$$\begin{aligned} \phi &= A_s \operatorname{ch} qz \exp(ikx) + B_a \operatorname{sh} qz \exp(ikx); \\ \psi &= D_s \operatorname{sh} sz \exp(ikx) + C_a \operatorname{ch} sz \exp(ikx), \end{aligned} \quad (2)$$

где $q = k^2 - k_l^2$; $s = k^2 - k_t^2$; k – волновое число волн Лэмба; $\{A_s, B_a, D_s, C_a\}$ – постоянные.

Анализ всех возможных типов волн, которые возбуждаются и распространяются в пластинах, показывает, что в общем случае скорости их распространения C_L зависят от толщины пластины, упругих свойств материала и частоты волны f . Причем максимально возможная

величина C_L не превышает скорости продольной волны в бесконечном пространстве. Нами обращено внимание на особенности распространения в тонких пластинах самой быстрой симметричной s_0 -моды. Необходимо отметить, что для всех номеров возбуждаемых в пластине мод наблюдается дисперсия скорости звуковой волны. Что касается s_0 -моды, то она является не только самой быстрой, но и при некоторой толщине пластины h и значении $p_t = k_t h < p_t^* \ll 1$ ее скорость практически неизменна и стремится к значению

$$C_{s_0} = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\aleph^2)}}, \quad (3)$$

где E – модуль Юнга; $\aleph$ – коэффициент Пуассона, который для широкого класса металлов изменяется в диапазоне 0,26–0,35. Продольные же U_{s_0} и поперечные W_{s_0} смещения волны в пластине имеют вид:

$$U_{s_0} = A \frac{k_s^2 - s_s^2}{k_s^2 h} \sin(k_s x - \omega t);$$

$$W_{s_0} = U_{s_0} q_s \operatorname{zctg}(k_s x - \omega t).$$

Как видно, в продольной волне преобладает смещение волны по оси x , амплитуда которого одинакова во всех точках пластинки. Смещение же в поперечном направлении, происходящее за счет эффекта Пуассона, значительно меньше продольного смещения, причем $\varepsilon_{xx} = U_{s_0} / W_{s_0} = (hk_t)^{-1}$. Так, для латунной пластины толщиной 0,2 мм и на рабочей частоте волны $f = 1$ МГц $\varepsilon_{xx} \approx 15$. Величина же поперечного смещения максимальна на поверхности пластины и равна нулю в окрестности плоскости пластины $z = 0$.

Рассмотрим ситуацию, когда двухслойная пластина изготовлена из материалов, отличающихся упругими свойствами, причем выполняется условие

$$\{(k_t)_1 h_1, (k_t)_2 h_2\} \ll 1. \quad (4)$$

При выполнении этого условия в каждом из материалов в отдельности (при отсутствии сцепления) будет распространяться s_0 -мода со скоростями $(C_{s_0})_1$ и $(C_{s_0})_2$, определяемыми формулой (3), где нижний индекс $i = 1$ соответствует защитному слою, а $i = 2$ – слою основы.

Пусть по всей поверхности контакта материалов с разными акустическими свойствами сцепление жесткое, т. е. выполняется условие:

$$(\sigma_{ij})_1 = (\sigma_{ij})_2 \text{ и } (U_{s_0})_1 = (U_{s_0})_2; \quad (5)$$

$$(W_{s_0})_1 = (W_{s_0})_2 \text{ при } z = 0,$$

а также справедливо условие (4). Если учесть к тому же, что преобладающий вклад в интенсивность колебательного процесса волны вносит ее продольная составляющая ($U_{s_0}^2 \gg W_{s_0}^2$), то можно предложить упрощенную модель волнового процесса для наиболее быстрой моды. Так, необходимо отметить (как показали предварительные экспериментальные исследования, методика измерений которых приведена ниже), в тонких двухслойных пластинах распространяется практически недиспергирующая мода, скорость которой $C_{s_0}^*$ по величине удовлетворяет условию: $\min(C_{s_0})_i < C_{s_0}^* < \max(C_{s_0})_i$.

В этом случае в качестве модельной системы (акустического волновода) можно рассматривать многослойную систему из бесконечно тонких пластин, толщина которых в защитном

слое и слое основы $h_{1n} = \frac{h_1}{n}$ и $h_{2n} = \frac{h_2}{n}$ соот-

ветственно, где $n \rightarrow \infty$. Предполагаем также, что $\sigma_{xx} = \sigma_{zz} = 0$ на поверхности каждой бесконечно тонкой пластины. Поскольку длина волны, распространяющейся в таком волноводе, $\lambda_L \gg h = h_1 + h_2$, естественно положить, что скорость распространяющейся моды $C_{s_0}^*$ определяется некоторыми усредненными параметрами волновода – упругими и плотностью. Пренебрегая эффектами некезеровского механизма термической релаксации, воспользуемся подходом, предложенным для определения скорости объемной волны в гетерогенной жидкой среде [3]. Он основан на предположении, что эффективные упругие константы и плотность определяются согласно аддитивному правилу или правилу смешения:

$$E^{-1} = E_1^{-1} h'_1 + E_2^{-1} h'_2;$$

$$\aleph = \aleph_1 h'_1 + \aleph_2 h'_2; \quad \rho = \rho_1 h'_1 + \rho_2 h'_2,$$

где $h'_1 = h_1/h$; $h'_2 = h_2/h$.

Учитывая, что $\aleph = 0,26\text{--}0,34$, и используя формулу (3), эффективная скорость пластинчатой волны может быть определена по формуле

$$C_{S_0}^* \approx \sqrt{\frac{E}{\rho}} \left(1 + \frac{\kappa^2}{2} \right) = \sqrt{\frac{E_2}{\rho_2}} \sqrt{\frac{1}{[1+h'_1(E_{21}-1)][1+h'_1(\rho_{12}-1)]}} \times \left\{ 1 + \frac{(\kappa_2 h'_2)^2}{2} \left[1 + 2 \frac{\kappa_1 h^2}{\kappa_2 h_2} + \left(\frac{\kappa_1 h'_1}{\kappa_2 h'_2} \right)^2 \right] \right\}, \quad (6)$$

где $E_{21} = \frac{E_2}{E_1}$; $\rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$.

Как можно легко показать, вклад второго (справа) члена не превосходит 1,5–2 %, если $h_{12} = h_1/h_2$ изменяется от нуля до единицы. В то же время именно первый член, по существу, определяет величину и изменение $C_{S_0}^*$ в биметаллах в зависимости от упругих свойств и плотностей контактирующих материалов. Так, пусть $h_{12} < 1$, тогда характер изменения скорости пластинчатой моды от h_1 с точностью до второго порядка малости будет иметь вид

$$C_{S_0} \approx \sqrt{\frac{E_2}{\rho_2}} \left[1 - \frac{h'_1}{2} (E_{21} + \rho_{12} - 2) \right] \left(1 + \frac{\kappa^2}{2} \right). \quad (7)$$

Откуда следует формула для определения h'_1

$$h'_1 \approx 2 \left(\frac{C_{S_0}^*}{\left(1 + \frac{\kappa^2}{2} \right) \sqrt{\frac{E_2}{\rho_2}}} + 1 \right) \frac{1}{E_{21} + \rho_{12} - 2}. \quad (8)$$

Таким образом, изменение скорости УЗК в зависимости от толщины покрытия будет наблюдаться в том случае, когда $\rho_1 E_1 \neq \rho_2 E_2$.

Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение. Для проверки теоретического анализа были проведены экспериментальные исследования согласно представленной на рис. 1 схеме.

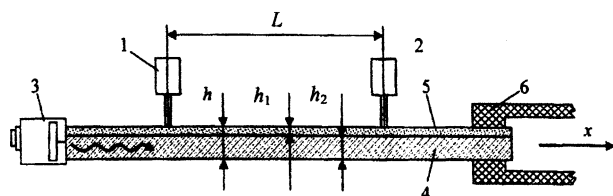


Рис. 1. Экспериментальная схема измерения толщины покрытия: 1, 2 – приемные ПЭП; 3 – излучатель; 4 – основа; 5 – покрытие; 6 – механический зажим

Исследуемая биметаллическая пластина, представляющая собой латунное основание толщиной 190 мкм с нанесенным слоем оловянно-свинцового припоя ПОС-1, зажимается специальными захватами и растягивается в горизонтальном направлении. (Предварительно измерялась скорость УЗК и плотность ПОС-1 и латуни.) На один из торцов пластины устанавливается пьезоэлектрический преобразователь (ПЭП) продольных волн на рабочую частоту 1 МГц, служащий в качестве излучателя. Прием акустического сигнала производится двумя малоапертурными ПЭП [4], разработанными в ИПФ НАН Беларуси и имеющими малую площадь акустического контакта, что обеспечивает высокую точность измерений временного интервала с погрешностью в пределах ± 10 нс.

Акустическая база между приемными ПЭП постоянная и составляет $L = 70$ мм. Зная данные о времени распространения акустического сигнала t_{12} между приемными преобразователями, определяем скорость исследуемой моды по формуле $C_{S_0}^* = L/t_{12}$, а затем в соответствии с (6) и (8) рассчитываем толщину покрытия h_1 . Для возбуждения, приема сигнала и измерения временного интервала применяется традиционная измерительная схема, описанная нами в [3], где используются блоки прибора УД2-12, измеритель временных интервалов И1-8 и осциллограф С1-71. Учитывая, что толщина покрытия имеет некоторую вариацию, озвучивание объекта осуществляется с двух сторон.

Результаты сравнения данных эксперимента с расчетными формулами приведены на рис. 2, на котором теоретическая кривая изменения скорости $\Delta C_{S_0} / (C_{S_0})_2$ от h_1/h_2 представляет собой монотонно изменяющуюся зависимость, где $\Delta C_{S_0} = (C_{S_0})_2 - C_{S_0}^*$.

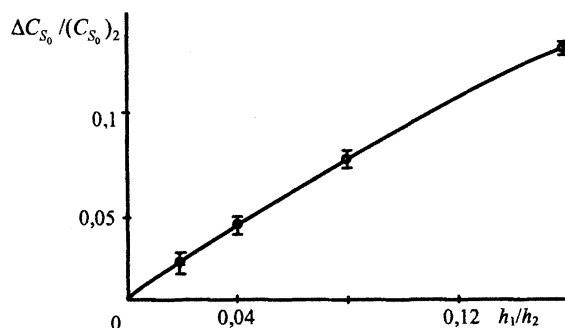


Рис. 2. Изменение скорости пластинчатой моды в зависимости от толщины покрытия: — теория; о – эксперимент

Как видно, наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными и расчетными данными. Представленная зависимость является монотонно возрастающей и свидетельствует о том, что наибольшая чувствительность измерений достигается в том случае, когда толщины покрытия достаточно малы. С помощью указанного метода представляется возможным фиксировать относительные изменения толщины покрытия до $\sim 0,2\text{--}0,3$ мкм при изменении h_1 в диапазоне $5\text{--}10$ мкм. Весьма важно отметить, что для указанных выше условий эксперимента «временная» погрешность измерений не превышала 10 нс, а относительная – $\sim 0,15\%$. Более высокая чувствительность метода достигается с увеличением акустической базы.

Учитывая полученные выше формулы, можно легко показать, что с помощью предложенного метода представляется возможным измерять не только толщину покрытия и размеры областей несцепления материалов (или ухудшения качества сцепления), а также оценивать суммарную площадь дефектной зоны. Суть предложенного заключается в последовательном прозвучивании участков объекта волнами Лэмба и измерении времени распространения сигнала, а затем в «восстановлении» искомой характеристики согласно соотношениям, выведенным на основании представленных выше формул. При этом предполагается, что как толщина, так и скорость распространения волны Лэмба в основе и покрытии постоянны. Пусть на некотором участке пластины длиной L и шириной d имеется i протяженных зон длиной l_i с отсутствием сцепления, причем время распространения волны в основе $t_2 = L / (C_{s_0})_2$, а через двухслойную пластину t_{nj} . Пренебрегая расходимостью волны и дифракционными явлениями [1], выражение для оценки площади несцепления материалов может быть представлено в виде:

$$\Delta S = \sum_{i=1}^j \Delta S_j = j d \frac{\Delta C_{s_0}}{C_{s_0}^* (C_{s_0})_2} t_2 \sum_{i=1}^{i_0} d \left(\frac{t_{nj}}{t_2} - 1 \right).$$

Таким образом, используя указанную выше методику, представляется возможным оценить не только толщину покрытия, но и интегральную площадь некачественного сцепления поверхностей двухслойного неразъемного соединения. Необходимо отметить, что использова-

ние предложенного подхода может быть использовано для контроля не только двухслойных, но и подобных многослойных объектов, включая не только пластинчатые, но и слоистые цилиндрические изделия с поперечным размером $D = 2 \sum_{m=1}^{m_0} h_m \ll \lambda_t$, где λ_t – характерная длина поперечной волны.

ВЫВОДЫ

1. Проведен анализ особенностей возбуждения и распространения s_0 -моды волны Лэмба в пластинах и показано, что в двухслойной дос- таточно тонкой пластине скорость распространения наиболее быстрой (эффективной) моды определяется параметрами материала такого однородного волновода, у которого обратный модуль и плотность находятся на основе правила смещения указанных параметров контак- тирующих материалов.
2. Получены аналитические выражения для: оценки толщины покрытия по данным скорости распространения моды волны Лэмба $C_{s_0}^*$ через двухслойную тонкую пластину; определения общей площади несцепления материалов по данным времени распространения исследуемой моды на всех участках контролируемого объекта.
3. Проведенные экспериментальные исследования находятся в хорошем количественном соответствии с расчетными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Неразрушающий контроль:** справ.: в 7 т. – Т. 3: Ультразвуковой контроль / И. Н. Ермолов, Ю. В. Ланге; под ред. чл.-кор. РАН В. В. Клюева. – М.: Машиностроение, 2004. – 832 с.
2. **Викторов, И. А.** Звуковые поверхностные волны в твердых телах / И. А. Викторов. – М.: Наука, 1981.
3. **Баев, А. Р.** Магнитные жидкости в технической акустике и неразрушающем контроле / А. Р. Баев, Г. Е. Коновалов, А. Л. Майоров; под ред. П. П. Прохоренко. – Минск: Тэхналогія, 1999. – 299 с.
4. **Влияние геометрии поверхности твердых тел и жидкой контактной среды на распространение подповерхностных волн** / А. Р. Баев [и др.] // Достижения физики неразрушающего контроля: сб. тр. Института прикладной физики НАН Беларуси. – Минск: Институт прикладной физики, 2003. – С. 224–236.

Поступила 30.05.2008