

ГРАНИЧНЫЕ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА СИГНАЛОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ В СОПРЯЖЕННЫХ СПЛОШНЫХ СРЕДАХ

Аннотация. Рассмотрены граничные задачи распространения сигналов акустической эмиссии при сопряжении двух сплошных сред. В качестве основных переменных в них выбраны сила, определяющая возникновение акустической эмиссии, и смещение частиц среды, определяющее появление и распространение упругих волн. Приведено методическое обоснование решения краевой задачи в сопряженных средах с использованием функции Грина и преобразований Фурье. Показано, что энергетический спектр акустической эмиссии полностью определяется силовыми константами материала и силами, инициирующими возникновение сигналов акустической эмиссии.

Ключевые слова: акустическая эмиссия, сигналы, спектр, оператор, функция Грина.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение энергетического спектра сигналов акустической эмиссии (АЭ) обусловлено необходимостью определения начальной стадии изменений структуры материала по характеристикам акустических колебаний, предшествующих его разрушению [1–6]. Связь между процессом образования дефектов и наличием сигналов АЭ позволяет определить степень работоспособности материала при изменяющихся внешних условиях эксплуатации изделий.

Актуальность исследований заключается в обосновании моделей зарождения дефектов, алгоритмов определения координат источников сигналов АЭ и степени опасности развивающихся дефектов.

Целью настоящей работы является развитие аналитического аппарата идентификации источников АЭ при внешних возмущениях в сопряженных средах, позволяющего в рамках единого формализма рассмотреть дискретные и непрерывные модели при одновременном использовании пространственно-временных и частотно-волновых представлений.

СУЩЕСТВУЮЩАЯ МОДЕЛЬ

Современные математические модели энергетического спектра сигналов АЭ учитывают наличие в среде нескольких масштабов или структурных уровней, их согласованное взаимодействие и возможность передачи энергии с одного уровня на другой [7–11].

Теоретическое объяснение изменения структуры материалов в механике сплошных сред развивается по двум направлениям: создание дискретных [7–9] и континуальных [10, 11] моделей. Соединить эти представления в рамках единой модели для случая, когда изделие состоит из двух сопряженных сред, является сложной задачей, поскольку энергетический спектр сигнала АЭ определяется дискретным изменением структуры материалов, а распространение акустических волн имеет непрерывный характер. Установление границ применимости дискретных представлений изменений структуры материалов и континуальной модели распространения акустических колебаний в среде — одна из нерешенных задач моделирования сигналов АЭ.

В [9] представлен математический формализм описания среды, инициирующей сигналы АЭ, в котором проблемы спектрального анализа и синтеза этих сигналов

решаются с помощью преобразований Фурье. Установлена зависимость спектра акустических колебаний от параметров исследуемой микроструктуры.

Использование классической модели сплошной среды для изучения энергетического спектра АЭ в средах с микроструктурой сопряжено с неопределенностью, связанной с существованием внутренних движений структурных составляющих среды.

Моделирование стохастических процессов развития структурных дефектов предполагает выделение в массиве материала некоторого минимального объема — структурной ячейки, функционирование которой обеспечивается условиями сопряженности со средой.

Колебания атомов в кристаллической решетке не инициируют распространяющуюся волну. Для ее возникновения необходимы внешние возмущения, вызванные изменениями структуры, движением дислокаций и фазовыми превращениями.

Простейшим приближением сложной структуры, инициирующей возникновения сигналов АЭ, может являться двухатомная ячейка. В [12] предложена модель энергетического спектра сигналов АЭ в сложных структурах с внутренними степенями свободы, в которой установлена трансляционная и ротационная инвариантность энергии в энергетическом спектре сигналов АЭ.

В предположении, что система однородна, уравнения продольных колебаний в сложной структуре сплошной среды в виде двухатомной ячейки, инициирующей распространение акусто-эмиссионного сигнала, имеют вид [9]

$$m\ddot{u}(n) + \sum_{n'} \Phi^{00}(n-n')u(n') + \sum_{n'} \Phi^{01}(n-n')\eta(n') = q(n),$$

$$I\ddot{\eta}(n) + \sum_{n'} \Phi^{10}(n-n')u(n') + \sum_{n'} \Phi^{11}(n-n')\eta(n') = \mu(n).$$

Здесь $q(n)$ и $\mu(n)$ — обобщенные силы, соответствующие смещениям ячейки и частиц внутри нее, $u(n)$ — смещение частиц внутри ячейки, $\eta(n)$ — смещение центра масс, m_1 и m_2 — массы атомов в ячейке, $I = m_1\xi_1^2 + m_2\xi_2^2$ — момент инерции ячейки, ξ_1 и ξ_2 — координаты частиц в ячейке относительно центра масс. С учетом этого

$$u(n) = \frac{1}{m} [m_1 w(n, 1) + m_2 w(n, 2)],$$

$$\eta(n) = \frac{m_1 \xi_1 w(n, 1) + m_2 \xi_2 w(n, 2)}{I},$$

где $w(n, 1)$, $w(n, 2)$ — количество частиц в элементарной ячейке n . Первое из этих уравнений выражает второй закон Ньютона, второе — основное уравнение динамики вращательного движения.

Матрица $\Phi^{ss'}(n)$, $s, s' = 0, 1$, покоординатно выражается через силовые константы $\Phi(n, j, j')$ предвестников сигнала АЭ:

$$\Phi_{(n)}^{ss'} = \begin{pmatrix} \Phi^{00} & \Phi^{01} \\ \Phi^{10} & \Phi^{11} \end{pmatrix},$$

где $\Phi_{(n)}^{ss'} = \Phi_{(-n)}^{s's}$, $\sum \Phi_{(n)}^{00} = 0$, $\sum \Phi_{(n)}^{10} - \sum \Phi_{(n)}^{01} = 0$.

Эту модель можно использовать для описания плотно упакованных структур. Вместе с тем сплошная среда, инициирующая возникновение сигналов АЭ, является неоднородной и постулирует наличие обязательного развития внутренних дефектов, поэтому эти уравнения должны быть дополнены и законом сохранения импульса, и законом сохранения момента импульса.

ПРЕДЛАГАЕМАЯ МОДЕЛЬ

Выделим в сплошной среде трехмерную дефектную область объема V , ограниченную поверхностью s . В каждой точке объема V должны выполняться основные уравнения теории упругости: соотношение Коши, уравнения движения и уравнение закона Гука.

Аналитически это формулируется так:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho v dV = \int_V \rho f dV + \int_s \sigma_n ds,$$
$$\frac{d}{dt} \int_V (r \times \rho v) dV = \int_V (r \times \rho f) dV + \int_s (r \times \sigma_n) ds,$$

где ρ — плотность материала дефектной зоны, v — скорость его частиц, r — радиус-вектор точки в области объема V , f — плотность массовых сил, действующих на элементарный объем V . Первое из этих уравнений выражает закон сохранения импульса, второе — закон сохранения момента импульса.

Поскольку регистрация сигнала АЭ происходит на поверхности изделия, оба эти уравнения следует записать в терминах некоторой поверхностной силы σ_n , распределенной по поверхности s , ограниченной затуханием акустических волн в среде. Такой принцип напряжений компенсирует действие бездефектной среды, расположенной вне объема V . Операции дифференцирования по времени и интегрирования по поверхности поменяем местами

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho F dV = \int_V \rho \frac{dF}{dt} dV.$$

Тогда закон сохранения импульса и закон сохранения момента импульса можно представить в виде:

$$\int_V \rho \frac{dv}{dt} = \int_V \rho f dv + \int_s \sigma_n ds,$$
$$\int_V \rho \frac{d}{dt} (r \times v) dV = \int_V r \times \rho f dv + \int_s r \times \sigma_n ds.$$

Уравнение Коши можно записать в виде

$$\sigma_n = n \cdot \sigma,$$

где n — единичная нормаль. Если подставить его в формулу теоремы Остроградского–Гаусса, получим

$$\int_V \rho \frac{dv}{dt} dV = \int_V \rho f dV + \int_s \sigma \cdot n ds.$$

Компоненты тензора напряжений можно представить в декартовой прямоугольной системе координат как

$$\sigma = \begin{vmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{vmatrix},$$

где компоненты σ_x , σ_y , σ_z являются нормальными напряжениями, компоненты τ_x , τ_y , τ_z — касательными напряжениями.

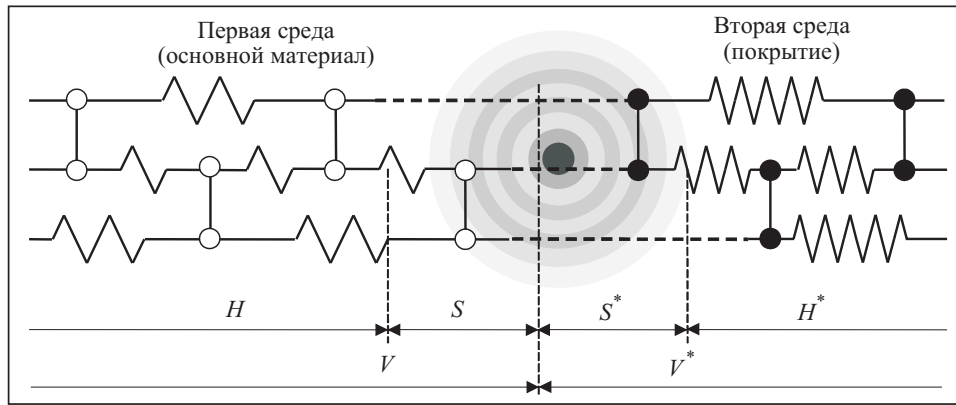


Рис. 1. Схема возникновения сигналов АЭ в сопряженных средах: \circ — атомы первой среды, \bullet — атомы второй среды

Уравнение движения развивающегося дефекта, ограниченного объемом V в сплошной среде в декартовой системе координат, имеет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \rho f_x = \rho \frac{dv_x}{dt}, \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + \rho f_y = \rho \frac{dv_y}{dt}, \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \rho f_z = \rho \frac{dv_z}{dt}. \end{cases}$$

При возникновении дефекта и иницировании сигналов АЭ происходят изменения напряжений в структуре материала, которые вызывают деформацию поверхности изделия, обнаруживаемую датчиками АЭ.

Предлагается модель сплошной среды в виде линейной цепочки точечных масс, соединенных упругими связями с одиночным точечным дефектом (рис. 1).

При сопряжении двух сплошных сред в каждой из них можно выделить граничные области S и S^* , в которых распространяются сигналы АЭ. Далее сигналы не распространяются вследствие затухания, т.е. рассматриваются полуограниченные области, в которых параметры возмущены дефектом и взаимодействием с соседней средой.

В граничных областях S и S^* уравнения движения частиц в операторной форме имеют вид

$$-\omega^2 \rho_S u_S + S \Phi u = q_S, \quad -\omega^2 \rho_{S^*} u_{S^*} + S^* \Phi u = q_{S^*},$$

где ρ_S и ρ_{S^*} — плотности материалов обеих сред.

Оператор упругих связей в сопряжении двух сред Ψ можно представить суммой операторов взаимодействия атомов соответствующих сред $\Psi = \Psi_V + \Psi_{V^*} + \Psi_{VV^*}$. Каждому оператору соответствует определенный тип связей:

$$\overset{\text{def}}{\Psi_V} = V \Psi V, \quad \overset{\text{def}}{\Psi_{V^*}} = V^* \Psi V^*, \quad \overset{\text{def}}{\Psi_{VV^*}} = V \Psi V^* + V^* \Psi V.$$

Поскольку возникновение источника АЭ возможно в обеих средах, в дальнейшем индекс * опускаем. Тогда в общем случае для объема V уравнение имеет вид $-\omega^2 \rho u_V + \Phi_V u_V = q_V$.

Оператор Φ_V допускает представление $\Phi_V = H\Phi + \Gamma$, $\Gamma \stackrel{\text{def}}{=} S\Phi_V$, где Γ — граничный оператор, H — область невозмущенных параметров цепочки.

Система уравнений движения частиц в среде имеет вид

$$H\Phi_{\omega}u = -\omega^2 \rho u_D + H\Phi_u = q_H,$$

$$\Gamma_{\omega}u = -\omega^2 \rho u_S + \Gamma u = q_S.$$

Первое уравнение связывает смещение частиц с силами в области невозмущенных параметров, характеризуемых отсутствием сигналов АЭ, второе — с силами в граничной области S возмущенных параметров.

Площадь кривой взаимосвязи сил, обуславливающих напряжения, вызываемые образованием структурных дефектов и возникновением сигналов АЭ с происходящими при этом деформациями поверхности или смещениями, определяет процесс разрушения структуры, который можно выразить через изменение потенциальной энергии взаимодействия атомов в решетке и изменение энергетического спектра сигнала АЭ.

КРАЕВАЯ ЗАДАЧА

Примем в качестве граничных естественные условия распространения сигналов АЭ от развивающихся дефектов.

Для бездефектной структуры материала, когда упругие связи между атомами обеих сред устойчивы, имеем статическую задачу для обеих сред, которую можно свести к интегральному уравнению Фредгольма II-го рода

$$y(x) = \lambda \int_a^b k(x, t) y(t) dt + f(x),$$

где $k(x, t)$ — ядро интегрального уравнения, λ — числовой множитель, называемый характеристическим числом, a, b — пределы интегрирования (граничные условия), $f(x)$ — свободный член, являющийся непрерывной функцией на отрезке $a \leq x \leq b$, $y(x)$ — неизвестная искомая функция.

Совокупность характеристических чисел λ определяет энергетический спектр оператора упругой энергии и в данном случае определяет энергетический спектр сигналов АЭ. Величина $y(t)$ характеризует принимаемый сигнал АЭ, а $y(x)$ — иницируемый возмущающей силой сигнал предвестника АЭ.

В (x, t) -представлениях уравнения движения частиц среды согласно [7] и применительно к энергетическому спектру сигналов АЭ в сложных средах (k, ω) -представлений [9] имеют вид

$$\rho(x) \ddot{u}(x, t) + \int \Phi(x, x') u(x', t) dx' = q(x, t),$$

$$-\frac{\omega^2}{2\pi} \rho(k) u(k, \omega) + \int \Phi(k, k') u(k', \omega) dk' = q(x, \omega).$$

Введение k - и ω -представлений позволяет исследовать частотный спектр сигналов АЭ. Форма распространяющегося сигнала АЭ зависит не только от времени смещения, но и от частоты ω . Поэтому наряду с функциями смещения $u(t)$ рассматриваются их Фурье-образы.

В силу того, что все упругие связи между атомами среды устойчивы, будем считать, что ядро $k(x, t)$ является симметричным, непрерывным и ограниченным, а свободный член $f(x)$ — непрерывной функцией при $a_x \leq x \leq b_x, a_t \leq t \leq b_t$ (рис. 2).

Решение краевой задачи задается формулой

$$y(x) = \int_a^b G(x, \omega) f(\omega) d\omega,$$

где $G(x, \omega)$ — функция Грина. Обоснование применения функции Грина к определению энергетического спектра сигналов АЭ в сопряженных сплошных средах заключается в ее физическом смысле. В [12] предложена модель силового поля зарождения изменений структуры материалов, инициирующих возникновение предвестников сигналов АЭ, учитывающая внутреннее движение структурных составляющих среды. Показано, что в динамике возникновения сигналов АЭ учет инерции вращения приводит к появлению в формуле кинетической энергии вращательного движения квадрата градиента скорости. В этом случае силы взаимодействия между атомами перестают быть центральными. У них наряду с продольной составляющей появляется и поперечная, обуславливающая возникновение продольных и сдвиговых волн. В настоящей работе функция Грина — поле смещений, созданное единичной силой, вызывающей образование структурных дефектов и сигналов АЭ, действующих на один атом ячейки.

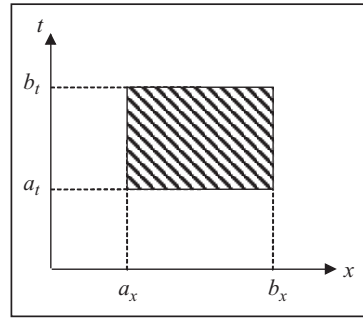


Рис. 2. Пространственная и временная локализации распространения сигналов АЭ

Функция Грина — ядро оператора, обратного оператору упругой энергии Φ :

$$\Phi = \frac{\rho}{4\pi} \int \overline{u(k)} \omega^2(k) u(k) dk.$$

Представим решение этого уравнения в виде суммы общего и частного решения однородного уравнения. Для нахождения частного решения необходимо, чтобы функция Грина $G(x, \omega)$ удовлетворяла граничным условиям $G(a, \omega) = 0$, $G(b, \omega) = 0$ и уравнению

$$-\rho \omega^2 G(x, \omega) + \int \Phi(x - x') G(x', \omega) dx' = \delta(x),$$

где $\delta(x)$ — функция Дирака.

Построение функции Грина в теории бездефектных структур выполнено в [7]. С некоторыми допущениями, изложенными в [9, 12], этот формализм можно перенести на определение энергетического спектра сигналов АЭ в сопряженных сплошных средах

$$G(x, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{e^{ixk}}{\Phi(k, \omega)} dk = \frac{1}{2\pi\rho} \int \frac{e^{ixk}}{\omega^2(k) - \omega^2} dk.$$

С учетом этого представления функции Грина решение уравнения Фредгольма II-го рода имеет вид

$$u(x, \omega) = \int G(x - x', \omega) q(x', \omega) dx'.$$

Для получения общего решения неоднородного уравнения необходимо добавить к этому уравнению общее решение однородного уравнения

$$u(x, \omega) = \sum_{m=0}^{\infty} (a_m e^{ik m^{(\omega)x}} + \beta_m e^{-ik m^{(\omega)x}},$$

где α_m и β_m — произвольные постоянные. Данное уравнение является суперпозицией решений соответствующих каждому корню $k_m(\omega)$.

Для получения решения интегрального уравнения движения частиц в сопряженных средах сведем его к краевой задаче для линейного оператора, используя преобразование Фурье

$$f(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} f(\omega) d\omega.$$

Наряду с функцией $u(x)$ рассмотрим ее преобразование Фурье, для которого используем те же обозначения, но с аргументом k :

$$\langle q | u \rangle = \int \overline{q(x)} u(x) dx = \frac{1}{2\pi} \int \overline{q(k)} u(k) dk,$$

где $q(x) = \sum_n q(n) \delta_B(x - na)$, $q(k) = B(k) \sum_n q(n) e^{-inak}$. Здесь $B(k)$ — характеристическая функция отрезка B , на котором Фурье-образ отличен от нуля, $B(k) = B(-\pi/a \leq k \leq \pi/a) = 1$ при $k \in B(k)$ и $B(k) = 0$ при $k \notin B$, k — область существования функции $u(x)$, a — расстояние между ее узлами, $\delta_B(x - na)$ — функция, представляющая одномерное ядро тождественного оператора.

Функции $q(n)$, $q(x)$, $q(k)$ являются ядрами функционала $\langle q | u \rangle$ в n -, x - и k -представлениях:

$$q(n) = \sum_{n'} \Phi(n, n') u(n'),$$

$$q(x) = \int \Phi(x, x') u(x') dx',$$

$$q(k) = \int \Phi(k, k') u(k') dk'.$$

Эти функции можно интерпретировать как скалярное произведение функции q и u , удовлетворяющих уравнению $\langle q | u \rangle = \langle u | q \rangle$.

Функции $\Phi(n)$, $\Phi(x)$ и $\Phi(k)$ являются одномерными ядрами разностных форм оператора упругой энергии Φ . Каждой форме оператора упругой энергии Φ можно однозначно поставить в соответствие линейный оператор, определив его соотношением $\langle q | v \rangle = \langle v | \Phi | u \rangle$, т.е. ядро формы является также ядром определяемого ею оператора упругой энергии.

Оператору с разностным ядром $\Phi(n - n')$ в n -представлении соответствует дискретная свертка

$$q(n) = \Phi(n) u(n) \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{n'} \Phi(n - n') u(n'),$$

а в x - и k -представлениях — интегральная свертка и произведение

$$q(k) = \Phi(k) u(k), \quad q(x) = \Phi(x) u(x) \stackrel{\text{def}}{=} \int \Phi(x - x') u(x') dx'.$$

Каждую динамическую переменную, характеризующую движение частиц в среде под нагрузкой, можно представить линейным оператором. Каждому линейному оператору соответствует линейное уравнение, на основе которого находятся его собственные значения.

Линейная форма смещения частиц $u(y)$ в бездефектной модели сопряжения сплошных сред относительно переменной y имеет вид [7]:

Для цепочки с взаимодействием ближайших соседей функция распределения частот принимает вид

$$v(\omega) = \frac{2}{\pi\sqrt{\omega_{\max}^2 - \omega^2}}.$$

Сигналы АЭ с частотами $\omega < \omega_{\max}$ будут распространяться в обеих средах, а сигналы с высокими частотами — экспоненциально затухать.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Энергетический спектр сигналов АЭ от развивающихся дефектов определяется внутренним строением сопряженных сред и силовыми константами, удерживающими структуру в равновесном состоянии, определяемыми физико-механическими свойствами материала.

Представленное решение уравнения движения системы сопряжения сплошных сред при развитии внутренних дефектов структуры позволяет осуществить спектральный анализ дифференциальных операторов упругой энергии и их разложение по собственным значениям.

Аналитический аппарат определения энергетического спектра предвестников возникновения АЭ в сопряженных средах позволяет в рамках единого формализма рассмотреть дискретные и непрерывные модели при одновременном использовании пространственно-временных и частотно-волновых представлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hase A., Wada M., Koga T., Michina H. The relationship between acoustic emission signals and cutting phenomena in turning process. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. 2014. Vol 70, Iss. 5–8. P. 947–955.
2. Srickij V., Bogdevicius M., Junevicius R. Diagnostic features for the condition monitoring of hypoid gear utilizing the wavelet transform *Applied Acoustics*. 2016. Vol. 106. P. 51–62.
3. Capinteri A. Lacidogna G., Pugno N. Structural damage diagnosis and lifetime assessment by acoustic emission monitoring. *Engineering Fracture Mechanics*. 2007. Vol. 74, Iss. 1–2. P. 273–289.
4. Kumar J., Sarmah R., Ananthakrishna G. General framework for acoustic emission during plastic deformation. *Physical Review B*. 2015. Vol. 92. P. 144109-1–144109-11.
5. Li C., Sanchez R.V., Zurita G., Cerrada M., Cabrera D., Vásquez R.E. Gearbox fault diagnosis based on deep random forest fusion of acoustic and vibratory signals. *Mechanical Systems and Signal Processing*. 2016. Vol. 76–77. P. 283–293.
6. Solje E.K.H., Wang X., Ding X., Sun J. Simulating acoustic emission: The noise of collapsing domains *Physical Review B*. 2014. Vol. 90. P. 064103-1–064103-9.
7. Кунин И.А. Теория упругих сред с микроструктурой. Нелокальная теория упругости. Москва: Наука 1975. 418с.
8. Marasanov V.V., Sharko A.A. Discrete models characteristics of the acoustic emission signal origin forerunners. IEEE First Ukrcon Conference of Electrical and Computer Engineering (UKRCON) Kyiv, 2017. P. 680–684.
9. Marasanov V.V., Sharko A.A. Energy spectrum of acoustic emission signals of nanoscale objects *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2017. Vol. 9, N 2. P. 02012–1-02012–4.
10. Лисина С.А. Континуальные и структурно феноменологические модели в механике сред с микроструктурой: автореф. дис. ... канд. физ-мат. наук. Техн. ун-т им. П.Е. Алексеева. Нижний Новгород, 2009. 20 с.
11. Емельянов А.Н. Эффективные характеристики в моментной теории упругости: автореф. дис. ... канд. физ-мат. наук. МГУ им. М.В. Ломоносова. Москва, 2016. 23 с.
12. Marasanov V.V., Sharko A.A. Determination of the power constants of the acoustic emission signals in the equations of the model of the complex structure motion of a continuous medium. *Journal Nano- and Electronic Physics*. 2018. Vol. 10, N 1. P.01019(1)–01019(6).

Надійшла до редакції 27.12.2018

В.В. Марасанов, О.В. Шарко, А.О. Шарко
ГРАНИЧНІ ЗАДАЧІ ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОГО СПЕКТРА СИГНАЛІВ
АКУСТИЧНОЇ ЕМІСІЇ В СПОЛУЧЕНИХ СУЦІЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Анотація. Розглянуто граничні задачі поширення сигналів акустичної емісії для сполучення двох суцільних середовищ. Як основні змінні обрано силу, яка визначає виникнення акустичної емісії, і зміщення частинок середовища, що визначає появу і поширення пружних хвиль. Наведено методичне обґрунтування розв'язання крайової задачі в сполучених середовищах з використанням функції Гріна і перетворень Фур'є. Показано, що енергетичний спектр акустичної емісії повністю визначається силовими константами матеріалу і силами, що ініціюють виникнення сигналів акустичної емісії.

Ключові слова: акустична емісія, сигнали, спектр, оператор, функція Гріна.

V.V. Marasanov, A.V. Sharko, A.A. Sharko
BOUNDARY PROBLEMS OF DETERMINATION OF THE ENERGY SPECTRUM
OF SIGNALS OF ACOUSTIC EMISSION IN CONJUGATED CONTINUOUS MEDIA

Abstract. The boundary problems of the propagation of acoustic emission signals with the conjugation of two continuous media are considered. The main variables in the problems are the force, which determines the occurrence of acoustic emission, and the displacement of medium particles, which determines the occurrence and propagation of elastic waves. The methodological substantiation of the solution of the boundary-value problem in adjoint media using the Green function and Fourier transforms is presented. It is shown that the energy spectrum of acoustic emission is completely determined by the force constants of the material and the forces initiating the occurrence of acoustic emission signals.

Keywords: acoustic emission, signals, spectrum, operator, Green function.

Марасанов Владимир Васильевич,
доктор техн. наук, профессор кафедры Херсонского национального технического университета.

Шарко Александр Владимирович,
доктор техн. наук, профессор кафедры Херсонской государственной морской академии,
e-mail: mvsharko@gmail.com.

Шарко Артем Александрович,
аспирант Херсонского национального технического университета,
e-mail: sharko_artem@ukr.net.