

УДК 620.179.17
DOI: 10.15372/PMTF202215200

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ В РАЗРУШАЮЩЕМСЯ ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

В. Т. Беликов

Институт геофизики им. Ю. П. Булашевича УрО РАН, Екатеринбург, Россия
E-mail: belik2a@mail.ru

Получены уравнения, описывающие процесс распространения упругих волн в разрушающемся твердом теле. Показано, что решение уравнения для потенциала скорости продольных волн акустической эмиссии можно представить в виде суперпозиции полей ансамбля излучающих полостей — монополей. Параметры ансамбля монополей подбираются таким образом, чтобы структурные характеристики среды с полостями незначительно отличались от аналогичных характеристик твердого тела.

Ключевые слова: разрушение, акустическая эмиссия, продольная волна, излучающая полость, монополь

Введение. Процесс излучения материалом упругих волн, вызванный изменением его строения, называется акустической эмиссией (АЭ) [1]. Количественная интерпретация данных об АЭ позволяет изучать изменение структурных характеристик твердого тела в процессе разрушения. В работах [2, 3] предложена физическая модель АЭ, а также разработана методика количественной интерпретации результатов ее наблюдений. В соответствии с этой методикой разрушающееся твердое тело интерпретируется как гетерогенный материал, одной из фаз которого является трещиновато-пористое пространство (ТПП). При этом вместо реального ТПП рассматривается акустически эквивалентная ему совокупность (ансамбль) излучающих полостей (монополей), параметры которой должны удовлетворять определенным условиям [2]. Разработанная методика была использована для интерпретации экспериментальных данных о двух амплитудно-частотных спектрах АЭ, зарегистрированных в процессе разрушения образца бетона [3]. С использованием полученных результатов был изучен характер изменения структурных параметров среды в процессе разрушения. Однако следует отметить, что ряд аспектов предложенной в [2, 3] методики интерпретации результатов наблюдений АЭ требует проведения более подробного теоретического анализа. Целью данной работы является исследование возможности представления звукового поля АЭ в виде суперпозиции полей ансамбля монополей.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Особенности развития процесса разрушения могут быть исследованы с использованием физической модели, разработанной на основе теории, описывающей процесс тепломассопереноса в многофазных средах. При таком подходе разрушающееся твердое тело рассматривается как двухфазная гетерогенная среда, состоящая из твердой фазы (фазы 1), которую будем считать однородной, и газообразной (трещиновидной) фазы (фазы 2), представляющей собой ТПП, заполненное

газообразным флюидом [4]. В этом случае исследуется вся область, в которой происходят процессы разрушения. Индикатором этих процессов является АЭ [1]. Соотношения, описывающие закономерности распространения упругих волн в разрушающемся твердом теле, могут быть получены с использованием осредненных уравнений баланса массы, импульса и энергии каждой фазы [4]. Указанные осредненные уравнения выводятся путем интегрирования соответствующих соотношений по объему, размеры которого много больше характерного размера фаз и много меньше размеров твердого тела. Это означает, что волновые процессы, происходящие на микроуровне (в каждой поре и трещине), не рассматриваются.

Полученное суммированием соответствующих соотношений для каждой из рассматриваемых двух фаз осредненное уравнение баланса импульса разрушающегося твердого тела имеет вид [4]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) - \Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)} \Omega_{12} = 0, \quad (1)$$

где ρ , v_i — осредненные плотность и скорость деформации твердого тела; σ_{ik} — осредненный тензор упругих напряжений; $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} = \sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^{(2)}$ — разность осредненных в пределах данной фазы тензоров упругих напряжений; $n_k^{(1)}$ — осредненный по площади межфазной поверхности Σ_{12} (разделяющей фазы 1 и 2) вектор нормали, внешней по отношению к твердой фазе; $\Omega_{12} = \Sigma_{12}/V$ — площадь межфазной поверхности Σ_{12} , рассчитанная на единицу объема и называемая удельной площадью внутренней поверхности (УПП) твердого тела; V — объем области осреднения.

При выводе уравнения (1) не учитывалось влияние фазовых переходов, а также предполагалось, что диссипативные процессы в среде отсутствуют. Кроме того, плотность газообразной фазы полагалась пренебрежимо малой по сравнению с плотностью твердой фазы, а газообразная фаза считалась неподвижной. В выражении для тензора плотности потока импульса в разрушающемся твердом теле давление газообразной фазы не учитывалось.

Используя осредненное уравнение неразрывности для твердого тела, закон Гука в виде $\sigma_{ik} = \lambda \varepsilon_{ll} \delta_{ik} + 2\mu \varepsilon_{ik}$ (ε_{ik} — осредненный тензор деформации; δ_{ik} — символ Кронекера; λ , μ — коэффициенты Ламе), а также выражая скорость v_i через осредненный вектор смещения u_i , из соотношения (1) получаем

$$\ddot{u}_i + \dot{u}_k \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_k} - c_l^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} - (c_l^2 - c_t^2) \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_i \partial x_l} = A_i, \quad (2)$$

где $c_l = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$, $c_t = (\mu/\rho)^{1/2}$ — скорости продольных и поперечных упругих волн соответственно; точки над компонентами вектора смещения означают производную по времени. При получении (2) использовался закон Гука, связывающий осредненный тензор упругих напряжений и осредненный тензор деформации. Следовательно, в данном случае входящие в закон Гука величины λ и μ являются эффективными упругими модулями, определяющими макроскопические упругие свойства твердого тела в целом [5]. Соответственно, эффективными характеристиками среды являются также скорости продольных и поперечных упругих волн.

Функция источника A_i в правой части (2) может быть записана в виде [2]

$$A_i = \frac{1}{\rho} \Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)} \Omega_{12} = \omega_{12}^2 L_i^{(12)}, \quad (3)$$

где $\omega_{12} = [(\Delta \sigma_{12} \Omega_{12})/(\rho L^{(12)})]^{1/2}$ — частота АЭ, обусловленной колебаниями межфазной поверхности Σ_{12} ; $\Delta \sigma_{12} = |\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}|$ — модуль осредненного вектора силы $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$,

действующей на единицу площади поверхности Σ_{12} ; $L_i^{(12)} = L^{(12)} e_i^{(12)}$ — вектор смещения поверхности Σ_{12} ; $L^{(12)}$ — осредненная (по Σ_{12}) величина смещения (амплитуда колебаний [2]) поверхности Σ_{12} ; $e_i^{(12)}$ — единичный вектор, направление которого совпадает с направлением осредненного вектора силы $\Delta\sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$.

Равенство (3) является частным случаем более общего соотношения для функции источника A_i при количестве фаз, большем двух [2, 3]:

$$A_i = \frac{1}{2\rho} \sum_{\alpha, \beta, \alpha \neq \beta} \Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^\alpha \Omega_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \alpha \neq \beta} \omega_{\alpha\beta}^2 L_i^{\alpha\beta}. \quad (4)$$

В выражении (4) целочисленные положительные индексы α, β соответствуют фазам гетерогенной среды. Опуская в (2) квадратичное по скорости слагаемое (в силу малости скоростей деформации) и переходя к векторным обозначениям, имеем

$$\ddot{\mathbf{u}} - c_t^2 \Delta \mathbf{u} - (c_l^2 - c_t^2) \text{grad div } \mathbf{u} = \mathbf{A}. \quad (5)$$

Представим вектор смещения $\mathbf{u}$ и функцию источника $\mathbf{A}$ в виде суммы потенциального и соленоидального векторов: $\mathbf{u} = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_t$, $\mathbf{A} = \mathbf{A}_l + \mathbf{A}_t$. Тогда из (5) получаем уравнения

$$\ddot{\mathbf{u}}_l - c_l^2 \Delta \mathbf{u}_l = \mathbf{A}_l; \quad (6)$$

$$\ddot{\mathbf{u}}_t - c_t^2 \Delta \mathbf{u}_t = \mathbf{A}_t. \quad (7)$$

Осредненные уравнения (6), (7) описывают процессы распространения соответственно продольных и поперечных упругих волн в разрушающемся твердом теле. Входящие в эти уравнения скорости упругих волн, а также упругие модули, через которые они выражаются, являются эффективными характеристиками материала. Кроме того, в отличие от обычно используемых соотношений [6, 7] в правой части уравнений (6), (7) содержится функция источника, обусловленная наличием излучающих межфазных поверхностей, ограничивающих ТПП. Величины в правых частях (6), (7) описывают источники АЭ, обусловленные излучением упругих волн, вызванным процессами разрушения.

В данной работе исследуется возможность представления звукового поля продольных волн АЭ, описываемых уравнением (6), в виде суперпозиции полей ансамбля монополей, каждый из которых соответствует определенной составляющей ТПП. Для этого необходимо рассматривать составляющие ТПП как самостоятельные фазы, которые получаются в результате разбиения трещиновидной фазы 2 воображаемыми поверхностями. Следовательно, под составляющей ТПП будем понимать некоторую его часть, включающую в общем случае трещины (поры), а также фрагменты одной или нескольких трещин. Разбиение ТПП на составляющие должно осуществляться таким образом, чтобы все они граничили с твердой фазой 1. При этом воображаемые границы между отдельными составляющими ТПП должны быть фиксированными в пространстве.

Таким образом, выражение для площади поверхности S , ограничивающей произвольную β -ю составляющую ТПП, может быть представлено в виде $S = S_{1\beta} + S_0$, где $S_{1\beta}$ — площадь действительной физической межфазной поверхности, разделяющей фазу 1 и β -ю составляющую ТПП; S_0 — площадь воображаемой фиксированной в пространстве поверхности разбиения, отделяющей данную β -ю составляющую от других составляющих ТПП.

Поверхность S будем считать гладкой (кусочно-гладкой). Представляя ТПП в виде отдельных составляющих, преобразуем функцию источника (4). Переходя к векторным

обозначениям и записывая выражение для вектора смещения $L_i^{\alpha\beta}$ в виде $\mathbf{L}^{\alpha\beta} = \mathbf{L}_l^{\alpha\beta} + \mathbf{L}_t^{\alpha\beta}$, получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \alpha \neq \beta} \omega_{\alpha\beta}^2 \mathbf{L}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \alpha \neq \beta} \omega_{\alpha\beta}^2 (\mathbf{L}_l^{\alpha\beta} + \mathbf{L}_t^{\alpha\beta}) = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \alpha \neq \beta} \omega_{\alpha\beta}^2 \mathbf{L}_l^{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \alpha \neq \beta} \omega_{\alpha\beta}^2 \mathbf{L}_t^{\alpha\beta} = \mathbf{A}_l + \mathbf{A}_t. \end{aligned} \quad (8)$$

Пусть в (8) значение $\alpha = 1$ соответствует фазе 1, индекс $\beta > 1$ будем использовать для обозначения составляющих ТПП. Тогда суммирование в (8) сводится к суммированию по β . По аналогии с (3) соответствующая β -й составляющей ТПП частота АЭ ω_β вычисляется по формуле

$$\omega_\beta = \omega_{1\beta} = \sqrt{(\Delta\sigma_{1\beta}\Omega_{1\beta})/(\rho L^{1\beta})},$$

где $\Delta\sigma_{1\beta} = |\Delta\sigma_{ik}^{1\beta} n_k^{(1)}|$ — модуль осредненного вектора силы $\Delta\sigma_{ik}^{1\beta} n_k^{(1)} = (\sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^\beta) n_k^{(1)}$, действующей на единицу площади межфазной поверхности $S_{1\beta}$; $n_k^{(1)}$ — осредненный (по $S_{1\beta}$) вектор нормали, внешней по отношению к твердой фазе; $\Omega_{1\beta} = S_{1\beta}/V$ — УПВП, соответствующая $S_{1\beta}$; $L^{1\beta}$ — осредненная (по $S_{1\beta}$) величина смещения поверхности $S_{1\beta}$.

Площадь межфазной поверхности, разделяющей фазы 1 и 2, равна $\Sigma_{12} = \sum_{\beta=2} S_{1\beta}$.

Осредненный (по $S_{1\beta}$) вектор смещения поверхности $S_{1\beta}$ вычисляется по формуле $L_i^{1\beta} = L^{1\beta} e_i^{1\beta}$ или $\mathbf{L}^{1\beta} = L^{1\beta} \mathbf{e}^{1\beta}$, где $e_i^{1\beta}$ (или $\mathbf{e}^{1\beta}$) — единичный вектор, направление которого совпадает с направлением осредненного вектора силы $\Delta\sigma_{ik}^{1\beta} n_k^{(1)}$.

Поле векторов $\mathbf{L}^{1\beta}$ может быть представлено в виде суммы потенциальной и соленоидальной составляющих: $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_l^{1\beta} + \mathbf{L}_t^{1\beta}$. Тогда в соответствии с (8) функция источника в уравнении (6) может быть представлена в виде

$$\mathbf{A}_l = \sum_{\beta=2} \omega_\beta^2 \mathbf{L}_l^{1\beta}. \quad (9)$$

Продифференцируем уравнение (6) по времени и обозначим осредненную скорость колебаний частиц в продольной волне через $\mathbf{v}_l = \dot{\mathbf{u}}_l$. Тогда с учетом (9) имеем

$$\ddot{\mathbf{v}}_l - c_l^2 \Delta \mathbf{v}_l = \sum_{\beta=2} \omega_\beta^2 \dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta}, \quad (10)$$

где $\dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta}$ — потенциальная составляющая вектора скорости $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta}$ колебаний поверхности $S_{1\beta}$, генерирующей продольные волны. Введя для $\mathbf{v}_l$ и каждой из скоростей $\dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta}$ скалярные потенциалы φ и F_β , находим $\mathbf{v}_l = \text{grad } \varphi$, $\dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta} = \text{grad } F_\beta$. Тогда из (10) получаем

$$\ddot{\varphi} - c_l^2 \Delta \varphi - \sum_{\beta=2} \omega_\beta^2 F_\beta = 0. \quad (11)$$

Будем искать частное решение уравнения (11) в виде суммы потенциалов монополей φ_β , соответствующих каждой составляющей ТПП, т. е. положим $\varphi = \sum_{\beta=2} \varphi_\beta$. В этом случае для φ_β имеем уравнение

$$\Delta \varphi_\beta - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \varphi_\beta}{\partial t^2} = -k_\beta^2 F_\beta, \quad (12)$$

где $k_\beta = \omega_\beta/c_l$ — волновое число. Величина в правой части (12) описывает источник АЭ, обусловленный изменением в единицу времени относительных значений объема, занимаемого β -й составляющей ТПП. Это изменение вызвано колебаниями со скоростью $\dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta}$ межфазной поверхности $S_{1\beta}$. Для того чтобы представить звуковое поле, генерируемое поверхностью $S_{1\beta}$, в виде эквивалентного ему поля, излучаемого монополем, соответствующим β -й составляющей ТПП, правую часть (12) следует записать следующим образом:

$$k_\beta^2 F_\beta = Q_\beta(t) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_\beta)$$

($Q_\beta(t)$ — объемная скорость монополя, равная скорости изменения объема, занимаемого β -й составляющей ТПП; $\delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_\beta)$ — дельта-функция Дирака; $\mathbf{R}$ — радиус-вектор точки наблюдения; $\mathbf{r}_\beta$ — радиус-вектор, определяющий некоторую точку β -й составляющей ТПП). Тогда уравнение (12) принимает вид

$$\Delta \varphi_\beta - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \varphi_\beta}{\partial t^2} = -Q_\beta(t) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_\beta). \quad (13)$$

2. Результаты расчетов и их обсуждение. Выберем начало системы координат внутри системы монополей, положение и характерные размеры которой совпадают с положением и размерами области разрушения. При гармонической зависимости процесса распространения упругих волн от времени для величин в (13) имеем $Q_\beta(t) = Q_\beta^0 e^{-i\omega_\beta t}$, $\varphi_\beta(\mathbf{R}, t) = \varphi_\beta^0(\mathbf{R}) e^{-i\omega_\beta t}$. Будем рассматривать звуковое поле системы монополей на расстояниях $R = |\mathbf{R}|$, много больших ее характерного размера L , т. е. рассмотрим случай $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}_\beta|$. Тогда решение уравнения (13) при $R \gg L$ и при $L \ll \lambda_\beta$ (λ_β — длина волны) можно записать в виде [8–10]

$$\varphi_\beta(R, t) = \varphi_\beta^0(R) e^{-i\omega_\beta t} = \frac{Q_\beta^0 e^{ik_\beta R - i\omega_\beta t}}{4\pi R}.$$

Решение уравнения (11) имеет вид

$$\varphi(R, t) = \sum_{\beta=2} \varphi_\beta(R, t) = \sum_{\beta=2} \frac{Q_\beta^0 e^{ik_\beta R - i\omega_\beta t}}{4\pi R}. \quad (14)$$

Выражение (14) можно записать следующим образом:

$$\varphi(R, t) = - \sum_{\beta=2} \varphi_\beta^m. \quad (15)$$

Здесь $\varphi_\beta^m = -Q_\beta^0 e^{ik_\beta R - i\omega_\beta t} / (4\pi R)$ — потенциал скорости в продольной волне, генерируемой монополем [7], соответствующим β -й составляющей ТПП. Из соотношения (15) следует, что потенциал скорости звукового поля продольных волн АЭ может быть представлен в виде суперпозиции полей ансамбля монополей, каждый из которых соответствует определенной составляющей ТПП. Тот же результат можно получить, рассматривая соотношение (11) как уравнение для запаздывающих потенциалов [10].

Согласно [9] выражение для потенциала скорости в продольной волне во внешней по отношению к излучающей поверхности S области имеет вид

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] dS, \quad (16)$$

где $\Phi(\mathbf{R})$ — потенциал скорости; $r = |\mathbf{R} - \mathbf{R}_1|$; $\mathbf{R}$ — радиус-вектор точки наблюдения; $\mathbf{R}_1$ — радиус-вектор текущей точки, принадлежащей поверхности S ; k — волновое число; $\mathbf{n}$ — нормаль, направленная внутрь S .

Применим формулу (16) для расчета потенциала скорости в продольной волне, генерируемой β -й составляющей ТПП. Будем полагать $S = S_{1\beta} + S_0$. Тогда волновое число $k = k_\beta = 2\pi/\lambda_\beta$ характеризует излучение β -й составляющей ТПП. Начало системы координат выберем внутри системы монополей. Представим радиус-вектор $\mathbf{R}_1$ в виде $\mathbf{R}_1 = \mathbf{r}_\beta + \mathbf{a}_\beta$, где $\mathbf{a}_\beta$ — вектор, направленный из конца вектора $\mathbf{r}_\beta$ в произвольную точку поверхности S . Будем считать, что излучающая упругие волны поверхность $S_{1\beta}$ абсолютно мягкая [7], тогда на ней $\Phi = 0$ [9], давление газа в ТПП не учитывается. На неподвижной поверхности S_0 значение интеграла в правой части (16) равно нулю. На расстояниях от начала координат до точки наблюдения, много больших характерного размера L системы монополей, при $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{R}_1|$ $r = |\mathbf{R} - \mathbf{R}_1| = R - \mathbf{n}\mathbf{R}_1 = R - \mathbf{n}\mathbf{r}_\beta - \mathbf{n}\mathbf{a}_\beta$ ($R = |\mathbf{R}|$; $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$). Максимальное (по модулю) значение скалярного произведения $\mathbf{n}\mathbf{r}_\beta$ порядка L . Абсолютная величина произведения $\mathbf{n}\mathbf{a}_\beta$ по порядку величины представляет собой характерный размер β -й составляющей ТПП m . Следовательно, если $R \gg L$ (при этом $R \gg m$), то $r = |\mathbf{R} - \mathbf{R}_1| = R$. В то же время имеем $ikr = ik_\beta r = ik_\beta |\mathbf{R} - \mathbf{R}_1| = ik_\beta R - ik_\beta(\mathbf{n}\mathbf{r}_\beta) - ik_\beta(\mathbf{n}\mathbf{a}_\beta)$. Последними двумя слагаемыми можно пренебречь при $k_\beta L \ll 1$, $k_\beta m \ll 1$ или при $L \ll \lambda_\beta$, $m \ll \lambda_\beta$. В этом случае $ik_\beta r = ik_\beta |\mathbf{R} - \mathbf{R}_1| = ik_\beta R$. Тогда из (16) получаем

$$\Phi(R) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_{1\beta}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{e^{ik_\beta r}}{r} \right) dS = \frac{e^{ik_\beta R}}{4\pi R} \int_{S_{1\beta}} v_n^\beta dS = \frac{Q_\beta^0 e^{ik_\beta R}}{4\pi R}, \quad (17)$$

где $v_n^\beta = \partial \Phi / \partial n$ — амплитуда нормальной компоненты скорости колебаний поверхности $S_{1\beta}$; $Q_\beta^0 = \int_{S_{1\beta}} v_n^\beta dS$.

Будем называть акустически эквивалентным данному монополю излучатель, обладающий такой же объемной скоростью, а значит, в соответствии с (17) генерирующий на больших расстояниях такое же звуковое поле. Сферический монополь, акустически эквивалентный монополю, соответствующему β -й составляющей ТПП, определяется из условия

$$\int_{S_{1\beta}} v_n^\beta dS = \int_{S_{sf}^\beta} v_n^{sf} dS,$$

где v_n^{sf} — амплитуда нормальной компоненты скорости колебаний поверхности S_{sf}^β сферического монополя. В качестве монополя, акустически эквивалентного β -й составляющей ТПП, выберем монополь, представляющий собой сферическую полость в твердом теле, площадь поверхности которой равна $S_{1\beta}$. Будем считать, что поверхность этой полости совершает сферически-симметричные гармонические колебания (с частотой ω_β) с постоянной скоростью, направленной по радиусу полости. В силу того что радиальная, а также совпадающая с ней нормальная компоненты вектора скорости (в отсутствие тангенциальной компоненты) постоянны вдоль поверхности полости, такой сферический монополь излучает только продольные упругие волны в твердом теле. Пусть

$$Q_\beta^0 = \int_{S_{1\beta}} v_n^\beta dS = \int_{S_{sf}^\beta} v_n^{sf} dS = v_n^{sf} S_{sf}^\beta = 4\pi a^2 v_n^{sf} = Q_{sf}^0,$$

где $S_{sf}^\beta = 4\pi a^2$ — площадь поверхности сферического монополя; a — его радиус. Тогда, подставляя Q_β^0 в (17), получаем

$$\Phi(R) = \frac{Q_\beta^0 e^{ik_\beta R}}{4\pi R} = \frac{Q_{sf}^0 e^{ik_\beta R}}{4\pi R}. \quad (18)$$

Из равенств (17), (18) следует, что при выборе величин a и v_n^{sf} , обеспечивающем выполнение условий $Q_{sf}^0 = Q_\beta^0$ и $S_{sf}^\beta = S_{1\beta}$, сферический монополю акустически эквивалентен монополю, являющемуся β -й составляющей ТПП. Аналогично можно подобрать акустически эквивалентный данной составляющей ТПП сферический монополю, имеющий равный с ней объем. Восстанавливая временную гармоническую зависимость, а также применяя принцип суперпозиции, из (17), (18) получаем выражение (14) для потенциала.

Выберем начало системы координат в точке, являющейся концом вектора $\mathbf{r}_\beta$, т. е. положим $\mathbf{r}_\beta = 0$. Тогда с учетом временной гармонической зависимости соотношения (17), (18) можно интерпретировать следующим образом. Если характерные размеры составляющих ТПП (трещин, включений) m малы по сравнению с длиной излучаемой ими волны ($m \ll \lambda_\beta$), то в волновой зоне, где принимаются сигналы АЭ при $R \gg \lambda_\beta$, главная часть генерируемой трещиной акустической волны практически совпадает с расходящейся сферически-симметричной волной, которую создает сферический монополю с объемной скоростью, равной скорости изменения объема включения.

Представление звукового поля, генерируемого поверхностями трещин в виде суперпозиции полей ансамбля излучающих сферических полостей — монополей, позволяет учесть вклад отдельных составляющих ТПП в амплитудно-частотный спектр АЭ при интерпретации результатов наблюдений. При этом необходима не только акустическая эквивалентность такого ансамбля монополей реальному ТПП. Выбор параметров ансамбля должен быть осуществлен таким образом, чтобы рассчитанные на единицу объема общая площадь поверхностей полостей и их общий объем незначительно отличались от УПВП и пористости твердого тела. Для этого, как отмечено выше, предварительно следует выполнить процедуру виртуального разбиения ТПП на составляющие, каждая из которых представляет собой монополю, ограниченный произвольной кусочно-гладкой поверхностью. Эту процедуру требуется провести таким образом, чтобы каждому такому монополю можно было поставить в соответствие акустически эквивалентный ему сферический монополю, а среда с излучающими полостями имела структурные характеристики, по величине максимально близкие к характеристикам твердого тела.

Для описания ансамбля сферических монополей используется нормированная функция распределения (ФР) $f(r)$, численно равная отношению количества сферических полостей в единице объема, приходящемуся на единичный интервал изменения их радиуса r [2]. Помимо $f(r)$ используется ФР $f_1(r)$, связанная с $f(r)$ соотношением $f_1(r) = Nf(r)$, где N — общее количество излучающих полостей радиусом $r = R_{\min} \div R_{\max}$ в единице объема. Доля объема, занимаемого газообразной фазой 2 (пористость φ_2), и УПВП Ω_{12} могут быть выражены через ФР $f_1(r)$ следующим образом [2, 3]:

$$\varphi_2 = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 f_1(r) dr, \quad \Omega_{12} = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 f_1(r) dr. \quad (19)$$

Соотношения (19) позволяют определять пористость и УПВП, а также изучать их распределение в зависимости от радиуса r , являющегося, по сути, характерным размером соответствующей составляющей ТПП. Методика количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ была предложена в работах [2, 3]. В результате могут быть восстановлены ФР $f(r)$, а также построенные с использованием (19) соответствующие распределения пористости и УПВП. Совокупность излучающих сферических полостей не является единственно возможным видом акустически эквивалентного ТПП ансамбля монополей. В случае если при интерпретации результатов наблюдений АЭ необходимо учесть влияние морфологии поверхности излучающих трещин, используется ансамбль монополей,

имеющих форму, отличную от сферической. В работе [11] в качестве монополя, акустически эквивалентного излучающей трещине, был выбран монополь, представляющий собой полость в виде сплюснутого эллипсоида вращения, моделирующего круговую дискообразную трещину.

Заключение. Проанализированы уравнения, характеризующие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в разрушающемся твердом теле. В правой части этих уравнений содержится функция источника, описывающая АЭ, обусловленную процессами разрушения. Показано, что решение уравнения для потенциала скорости в продольной волне АЭ можно представить в виде суперпозиции полей ансамбля излучающих полостей — монополей, каждый из которых соответствует определенной составляющей ТПП. Заменяя реальное пространство пор и трещин акустически эквивалентным ему ансамблем монополей, можно более детально исследовать структуру твердого тела, восстановив такие его характеристики, как ФР составляющих ТПП, по их характерным размерам, а также получить соответствующие распределения пористости и УПВП. С использованием полученных в данной работе результатов можно корректно применять разработанную ранее методику количественной интерпретации экспериментальных данных об амплитудно-частотных спектрах АЭ, зарегистрированных в процессе нагружения твердого тела, с целью изучения особенностей процесса его разрушения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Грешников В. А.** Акустическая эмиссия / В. А. Грешников, Ю. Б. Дробот. М.: Изд-во стандартов, 1976.
2. **Беликов В. Т., Рывкин Д. Г.** Использование результатов наблюдений акустической эмиссии для изучения структурных характеристик твердого тела // Акуст. журн. 2015. Т. 61, № 5. С. 622–630.
3. **Беликов В. Т., Рывкин Д. Г.** Изучение изменений структурных характеристик твердого тела с использованием амплитудно-частотных спектров акустической эмиссии // Физ. мезомеханика. 2016. Т. 19, № 3. С. 103–109.
4. **Беликов В. Т.** Условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения твердого тела // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2020. № 2. С. 28–39.
5. **Шермергор Т. Д.** Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1977.
6. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика: В 10 т. Т. 7. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1986.
7. **Исакович М. А.** Общая акустика. М.: Наука, 1973.
8. **Владимиров В. С.** Уравнения математической физики. М.: Наука, 1971.
9. **Шендеров Е. Л.** Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972.
10. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика: В 10 т. Т. 2. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1988.
11. **Беликов В. Т., Рывкин Д. Г.** Использование экспериментальных данных об акустической эмиссии при изучении изменений характеристик дискообразных трещин в процессе разрушения // ПМТФ. 2019. Т. 60, № 3. С. 207–217.

*Поступила в редакцию 31/VIII 2022 г.,
после доработки — 6/X 2022 г.
Принята к публикации 28/XI 2022 г.*