

УДК 620.179.17

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ОБ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ИЗМЕНЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ДИСКООБРАЗНЫХ ТРЕЩИН В ПРОЦЕССЕ РАЗРУШЕНИЯ

В. Т. Беликов, Д. Г. Рывкин

Институт геофизики им. Ю. П. Булашевича УрО РАН, 620016 Екатеринбург, Россия
E-mails: belik2a@mail.ru, davryvkin@mail.ru

С использованием модели дискообразных трещин по двум амплитудно-частотным спектрам акустической эмиссии, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона, восстановлена их функция распределения по размерам, а также соответствующие распределения пористости и удельной площади внутренней поверхности материала. Исследовано изменение этих характеристик твердого тела в интервале времени между моментами регистрации спектров.

Ключевые слова: акустическая эмиссия, трещина, функция распределения, удельная площадь внутренней поверхности.

DOI: 10.15372/PMTF20190321

Введение. Одним из индикаторов процесса разрушения является акустическая эмиссия (АЭ) [1], содержащая информацию об изменении структурных характеристик твердого тела в процессе разрушения. Эта информация может быть получена в результате интерпретации экспериментальных данных об АЭ с использованием соотношений между характеристиками ее амплитудно-частотных спектров (далее — спектров) и параметрами источников. Такие соотношения получены в работах [2, 3] на основе физико-математической модели АЭ. В [3] звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью, находящейся в единичном объеме твердого тела, представлено в виде суперпозиции полей ансамбля излучающих сферических полостей (монополей), акустически эквивалентного трещиновато-пористому пространству. На основе предложенной модели разработан алгоритм количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ, позволяющий восстанавливать по ее спектру такие характеристики трещиновато-пористого пространства, как функция распределения (ФР) его составляющих по их характерным размерам, а также соответствующие распределения пористости и удельной площади внутренней поверхности [3]. При наличии данных о спектрах АЭ, зафиксированных в различные моменты времени, их количественная интерпретация позволяет исследовать изменение структурных параметров твердого тела в процессе разрушения. В работах [4, 5] приведены результаты наблюдений АЭ при разрушении образца бетона, а также построены ее спектры для различных моментов времени. По двум из этих спектров с использованием предложенного в [3] алгоритма восстановлены структурные характеристики образца в моменты регистрации спектров,

а также проведен сравнительный анализ полученных данных [6]. Следует отметить, что предложенный в [3] и использованный в [6] алгоритм не учитывает форму поверхности трещин при интерпретации результатов наблюдений АЭ.

В данной работе трещина моделируется полостью в виде сжатого эллипсоида вращения, который при стремлении длины его малой полуоси к нулю моделирует трещину круговой дискообразной формы. При использовании такой модели трещины длины полуосей эллипсоида являются аргументами как ФР, так и распределений пористости и удельной площади внутренней поверхности. В настоящей работе дана интерпретация полученных в [4, 5] данных о двух спектрах АЭ с целью восстановления ФР, а также распределений пористости и удельной площади внутренней поверхности. На основе сравнительного анализа результатов интерпретации исследуется изменение этих характеристик твердого тела в интервале времени между моментами регистрации спектров.

Постановка задачи и основные уравнения. Осредненные уравнения, характеризующие процесс распространения упругих волн в гетерогенном твердом теле, рассмотрены в работе [2]. В этих соотношениях функция источника A_i , описывающая генерацию сигналов АЭ, является суммой слагаемых, зависящих от вектора смещения каждой межфазной поверхности и характерной частоты ее колебаний [3]. При исследовании процессов АЭ в разрушающемся твердом теле его следует рассматривать в качестве двухфазной гетерогенной среды, состоящей из твердой фазы (фазы 1) и трещиновидной фазы (фазы 2), представляющей собой пространство пор и трещин [3]. Указанные фазы разделены единственной межфазной поверхностью S_{12} , которой соответствует удельная площадь внутренней поверхности $\Omega_{12} = S_{12}/V$ (V — объем области осреднения) [2]. В этом случае функцию источника можно записать в виде $A_i = \nu_{12}^2 L_i^{(12)}$ [3] (верхние индексы в скобках обозначают номера фаз; ν_{12} — частота АЭ, обусловленная колебаниями межфазной поверхности S_{12} ; $L_i^{(12)} = L_{12} e_i^{(12)}$ — осредненный вектор смещения поверхности S_{12} ; L_{12} — осредненная (по S_{12}) амплитуда ее колебаний; $e_i^{(12)}$ — единичный вектор, направление которого совпадает с направлением осредненного вектора силы $\Delta\sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$, действующей на единицу площади поверхности S_{12} ; $\Delta\sigma_{ik}^{(12)} = \sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^{(2)}$ — разность осредненных тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12} ; $n_k^{(1)}$ — осредненный вектор нормали, внешней по отношению к твердой фазе). Выражение для частоты ν_{12} имеет вид [3]

$$\nu = \nu_{12} = \sqrt{\frac{|\Delta\sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}| \Omega_{12}}{\rho L_{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12} \Omega_{12}}{\rho L_{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma \Omega}{\rho L}}, \quad (1)$$

где $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{12} = |\Delta\sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}|$; $L = L_{12}$; $\Omega = \Omega_{12}$; ρ — плотность среды. Следуя [3], параметр $\Delta\sigma_{12}$ будем называть осредненной разностью упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12} .

Работа, производимая силой $\Delta\sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$, расходуется на изменение поверхностной энергии и АЭ. В предположении, что поверхность S_{12} незначительно отклоняется от положения равновесия, изменение поверхностной энергии мало. В этом случае работа, производимая силой $\Delta\sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$, расходуется только на акустическое излучение [3], а значение $\Delta\sigma_{12}$ практически совпадает с равновесным (минимальным) значением, которое в случае изотропных фаз определяется формулой Лапласа [7]. Следует отметить, что согласно (1) частота ν зависит не только от Ω и ρ , но и от осредненных параметров $\Delta\sigma$ и L . Поэтому она является характеристикой всего процесса излучения упругих волн поверхностями трещин, и ее следует отличать от частоты, соответствующей отдельному включению [3].

Для учета вклада в амплитудно-частотный спектр АЭ отдельных составляющих трещиновидной фазы в работе [3] введена характеризующая их ФР. При этом в качестве основного параметра, описывающего структуру трещиновато-пористого пространства, выбран характерный размер каждой его составляющей, используемый как аргумент ФР. С учетом этого разработана методика интерпретации результатов наблюдений АЭ. В соответствии с этой методикой трещиновидная фаза рассматривается как совокупность (ансамбль) излучающих сферических полостей, интервалы изменения радиусов которых определяются структурой среды [3]. Тогда радиус каждой полости можно трактовать как характерный размер соответствующей составляющей трещиновато-пористого пространства. В этом случае ФР ансамбля сферических полостей по их радиусам моделирует распределение составляющих трещиновидной фазы по их характерным размерам. Параметры совокупности сферических полостей должны быть выбраны таким образом, чтобы их общая площадь поверхности, а также общий объем сколь угодно мало отличались от аналогичных характеристик единицы объема твердого тела [3]. Каждую сферическую полость можно рассматривать в качестве монополя, имеющего малые (по сравнению с длиной излучаемой им волны), но конечные размеры [8]. Предполагается также, что энергия, излучаемая данной совокупностью сферических полостей в единицу времени, равна энергии излучения, генерируемого средой.

Таким образом, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12} , представляется в виде суперпозиции полей акустически эквивалентного трещиновато-пористому пространству ансамбля монополей, параметры которого удовлетворяют приведенным выше условиям [3]. Для описания ансамбля монополей была введена ФР по их радиусам, через которую определяются такие параметры среды, как пористость φ и удельная площадь внутренней поверхности Ω [3]. Как правило, сигналы АЭ регистрируются на расстояниях, значительно превышающих характерные размеры трещин. Поэтому, если данные размеры малы по сравнению с длиной излучаемой волны, то в волновой зоне возбуждаемое трещинами поле практически совпадает с расходящейся сферически-симметричной волной, создаваемой монополем такой же мощности [8]. Следовательно, сигналы АЭ, зарегистрированные на расстояниях, существенно превышающих характерные размеры трещин, не содержат информацию о форме их поверхности. Такая информация имеется в определяющем частоту АЭ соотношении (1), в которое входят величины Ω и $\Delta\sigma$, зависящие от формы поверхности трещин.

Развитие трещин в твердом теле обычно исследуется в рамках плоской задачи теории упругости, а сама трещина моделируется эллиптическим вырезом [9]. Пространственным аналогом такой модели трещины является полость в виде эллипсоида вращения с различными соотношениями длин его большой a и малой b полуосей. Сжатый ($a > b$) эллипсоид вращения при стремлении длины его малой полуоси к нулю моделирует трещины круговой дискообразной формы. В данной работе звуковое поле, возбуждаемое поверхностью S_{12} , заменено суперпозицией полей акустически эквивалентного трещиновато-пористому пространству совокупности излучающих полостей в виде сжатых эллипсоидов вращения. Параметры ансамбля этих полостей должны выбираться с учетом условий, сформулированных выше для ансамбля монополей.

Для описания ансамбля эллипсоидальных полостей введем нормированную ФР $f(a, b)$, определяемую как их относительное количество в единице объема на единичном интервале изменения длин большой и малой полуосей. Полостям с длиной большой полуоси, находящейся в интервале $(a, a + \Delta a)$, и с длиной малой — в интервале $(b, b + \Delta b)$, рассматриваемым как отдельная фаза (во всем трещиновато-пористом пространстве), соответствует характерная частота АЭ, определяемая согласно (1). Входящие в (1) величины $\Delta\sigma$, L , Ω соответствуют полостям с размерами полуосей, находящимися в указанных выше интер-

валах. Условие нормировки для $f(a, b)$ имеет вид

$$\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} f(a, b) da db = 1,$$

где a_{\min} , b_{\min} и a_{\max} , b_{\max} — минимальные и максимальные длины большой и малой полуосей соответственно. Помимо нормированной ФР $f(a, b)$ будем использовать ненормированную ФР $f_1(a, b)$, связанную с $f(a, b)$ соотношением

$$f_1(a, b) = N f(a, b),$$

где N — общее количество полостей в единице объема с длинами полуосей, изменяющимися в интервалах (a_{\min}, a_{\max}) и (b_{\min}, b_{\max}) . Пористость и удельная площадь внутренней поверхности выражаются через $f_1(a, b)$ следующим образом:

$$\varphi = \frac{4\pi}{3} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} a^2 b f_1(a, b) da db, \quad \Omega = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \eta(a, b) f_1(a, b) da db. \quad (2)$$

Здесь $\eta(a, b)$ — площадь поверхности сжатого эллипсоида вращения, формула для которой вследствие громоздкости в данной работе не приводится.

Методика восстановления структурных характеристик материала по экспериментальным данным об АЭ, предложенная в [3], включает три основных этапа. На первом этапе проводится идентификация источников АЭ и устанавливается их физическая природа, на втором определяется интервал изменения размеров, характеризующих форму полостей, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый спектр АЭ, на третьем этапе задается распределение осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на границе эллипсоидальных полостей в зависимости от длины их полуосей. Формально величина $\Delta\sigma$ может быть получена в результате осреднения по площади межфазной поверхности S_{12} значений разности упругих напряжений $\Delta\sigma'$ в произвольной точке этой поверхности. В рассматриваемом случае $\Delta\sigma$ можно определить, осредняя $\Delta\sigma'$ по площади поверхности эллипсоидальной полости. Тогда при постоянном коэффициенте поверхностного натяжения γ выражение для величины $\Delta\sigma$ может быть записано в виде

$$\Delta\sigma(a, b) = 2\gamma H(a, b) = K_0 H(a, b), \quad (3)$$

где $K_0 = 2\gamma$ [3]; $H(a, b) = \frac{1}{S} \int_S H' dS$ — средняя кривизна, осредненная по площади поверхности эллипсоида вращения $S = \eta(a, b)$; H' — средняя кривизна сжатого эллипсоида вращения в произвольной точке его поверхности.

Выражение для величины H' , вычисленной с использованием сферической системы координат, имеет вид

$$H' = \frac{b(a^2 + a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta)}{2a(a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta)^{3/2}}, \quad (4)$$

где θ — полярный угол, отсчитываемый от положительного направления оси z и изменяющийся в диапазоне от 0 до π . Тогда полученная с использованием (4) осредненная по

площади поверхности сжатого эллипсоида вращения средняя кривизна H равна

$$H(a, b) = \frac{2\pi}{\eta(a, b)} \left(b + \frac{a^2}{\sqrt{a^2 - b^2}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b} \right). \quad (5)$$

Таким образом, величина $\Delta\sigma$ на поверхности эллипсоидальной полости может быть вычислена по формуле (3) с учетом (5). Как отмечено выше, при $b \rightarrow 0$ полость в виде сжатого эллипсоида вращения переходит в трещину дискообразной формы. В данном случае согласно (4) в точках пересечения поверхности трещины с осью z (при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$) средняя кривизна H' , а также гауссова кривизна $K' = b^2 / (a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta)^2$ стремятся к нулю. Это означает, что в окрестности этих точек поверхность эллипсоида вращения при переходе его в трещину дискообразной формы становится плоской [10]. В то же время при $b \rightarrow 0$ и $\theta = \pi/2$ (в точках, лежащих на линии пересечения полости с плоскостью xOy) $H' \rightarrow \infty$ и $K' \rightarrow \infty$. В этом случае один из главных радиусов кривизны стремится к нулю, а другой равен a . Что касается значения осредненной по площади поверхности сжатого эллипсоида вращения средней кривизны H , то согласно (5) при $b \rightarrow 0$ $H \rightarrow \pi/(2a)$.

Результаты расчетов и их обсуждение. На основе модели трещины в виде сжатого эллипсоида вращения проведем количественную интерпретацию результатов наблюдений АЭ при разрушении образца бетона, представленных в [4, 5]. При этом будем использовать данные о двух спектрах АЭ, зарегистрированных в моменты времени $t_1 = 25$ мин и $t_2 = 31,6$ мин после приложения нагрузки к образцу. На первом этапе интерпретации будем предполагать, что источником АЭ является межфазная поверхность S_{12} , выведенная из положения равновесия процессами разрушения. Переходя ко второму этапу, отметим, что согласно данным, приведенным в [11], в цементсодержащих материалах средний характерный размер трещин составляет десятки микрометров. С учетом этого предполагалось, что излучает вся совокупность эллипсоидальных полостей, длина больших полуосей a которых изменяется в интервале от 10 до 100 мкм. Поскольку рассматриваются моделирующие дискообразную трещину уплощенные эллипсоиды вращения ($b \ll a$), длина малой полуоси b выбиралась в интервале от 0,1 до 1,0 мкм. Необходимое на третьем этапе распределение осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на границе излучающих эллипсоидальных полостей в зависимости от длины их полуосей описывается выражением (3) с учетом (5).

Следует отметить, что зависимость (3), вообще говоря, является приближенной и справедлива только в предположении, что поверхность S_{12} незначительно отклоняется от положения равновесия и изменение поверхностной энергии мало. Вследствие концентрации упругих напряжений вблизи поверхности трещин возникают зоны интенсивной пластической деформации. При этом удельная (рассчитанная на единицу площади поверхности) работа, затраченная на пластическую деформацию, может значительно (на порядок и более) превышать коэффициент поверхностного натяжения γ [3], определяющий, как известно, свободную поверхностную энергию, приходящуюся на единицу площади. Поэтому величина K_0 в (3) фактически является удельной работой пластической деформации. В данной работе K_0 рассматривается как коэффициент пропорциональности, значение которого рассчитывается в процессе интерпретации.

Изменяя значения a и b , получим двумерный массив (матрицу) элементов, характеризующий совокупность эллипсоидов вращения с различными длинами их полуосей. Каждой паре значений a и b соответствуют площадь поверхности $\eta(a, b)$ и объем $V_0 = (4/3)\pi a^2 b$ эллипсоида, а также средняя кривизна $H(a, b)$. Поскольку эллипсоидальные полости с полуосями, длины a, b которых изменяются в интервалах $(a, a + \Delta a)$ и $(b, b + \Delta b)$, рассматриваются как отдельная фаза, каждой паре интервалов Δa и Δb (ячейке матрицы полуосей) соответствуют свои значения пористости φ , удельной площади внутренней поверхности Ω , $\Delta\sigma$, а также частоты ν и амплитуды L . Разобьем интервалы изменения длин полуосей a

и b , а также интервал изменения частоты в спектре АЭ на промежутки. Для установления соответствия между параметрами спектра ν , L и значениями a , b будем учитывать, что шкалы частот и характерных размеров полостей разнонаправлены [3].

В качестве характерного размера эллипсоидальной полости выберем радиус r_0 равного ей по объему шара, определяемый следующим образом: $r_0 = \sqrt[3]{a^2 b}$. Тогда соответствие между значениями частот и длинами полуосей a и b можно установить, упорядочив элементы матрицы (a_i, b_j) по возрастанию величины $r_0(a_i, b_j)$ таким образом, чтобы ее минимальному значению соответствовала максимальная частота в спектре АЭ, а максимальному — минимальная. Аппроксимируя интегралы суммами, с использованием (1)–(3) получаем

$$K_0 = \frac{4\pi\rho}{3\varphi} \sum_{i,j} \frac{a_i^2 b_j \nu_{ij}^2 L_{ij}}{H(a_i, b_j) \eta(a_i, b_j)}, \quad f_1(a_i, b_j) = \frac{\rho \nu_{ij}^2 L_{ij}}{K_0 H(a_i, b_j) \eta(a_i, b_j) \Delta a_i \Delta b_j}; \quad (6)$$

$$\Omega(a_i, b_j) = \eta(a_i, b_j) f_1(a_i, b_j) \Delta a_i \Delta b_j, \quad \varphi(a_i, b_j) = \frac{4\pi}{3} a_i^2 b_j f_1(a_i, b_j) \Delta a_i \Delta b_j, \quad (7)$$

где a_i — длина большой полуоси в интервале Δa_i ; b_j — длина малой полуоси в интервале Δb_j ; ν_{ij} , L_{ij} , $f_1(a_i, b_j)$, $\Omega(a_i, b_j)$, $\varphi(a_i, b_j)$, $\eta(a_i, b_j)$, $H(a_i, b_j)$ — частота, амплитуда, ненормированная ФР, удельная площадь внутренней поверхности, пористость, площадь поверхности и осредненная средняя кривизна полости, соответствующие элементу (a_i, b_j) матрицы полуосей; φ — общая пористость образца.

В первом приближении коэффициент пропорциональности K_0 [3] считался постоянным во всем интервале изменения размеров полуосей и определялся в соответствии с (6). Затем по формулам (6), (7) вычислялись значения ФР, удельной площади внутренней поверхности и пористости для каждого элемента (a_i, b_j) матрицы полуосей, после чего рассчитывались значения нормированной ФР $f(a_i, b_j)$.

При проведении расчетов во втором приближении предполагалось, что K_0 может принимать различные значения в каждой ячейке матрицы полуосей. Такое допущение моделирует ситуацию, когда полости с различными длинами их полуосей генерируют сигналы АЭ при различных условиях. Для определения значения K_0 , соответствующего каждому элементу (a_i, b_j) матрицы полуосей, проводился поиск экстремума (минимума) функционала, характеризующего полную (в том числе поверхностную) свободную энергию среды. При этом предполагалось, что процесс генерации АЭ происходит в условиях, когда материал образца находится в состоянии, близком к состоянию термодинамического равновесия, в котором его полная свободная энергия имеет минимум [3]. В этом случае при постоянных объеме и температуре данное условие эквивалентно условию минимума поверхностной свободной энергии $F_{12} = \gamma \Omega$ [3], которое в свою очередь означает, что при постоянном коэффициенте поверхностного натяжения γ $\Omega \rightarrow \min$ при неизменном объеме фаз. Из последнего условия следует постоянство пористости. Таким образом, во втором приближении расчеты выполнялись в следующей последовательности [3]. В каждой ячейке матрицы полуосей происходило варьирование коэффициента пропорциональности K_0 , принятого в первом приближении. Затем в соответствии с (6), (7) вычислялись значения удельной площади внутренней поверхности и пористости в каждом интервале изменения размеров полуосей и осуществлялся пересчет значений ФР $f_1(a, b)$, после чего вычислялись общая удельная площадь внутренней поверхности Ω и пористость образца φ . В качестве истинного выбирался вариант, в котором величина Ω была минимальной, а значение пористости отличалось от принятого значения $\varphi = 0,1$ не более чем на 10 %.

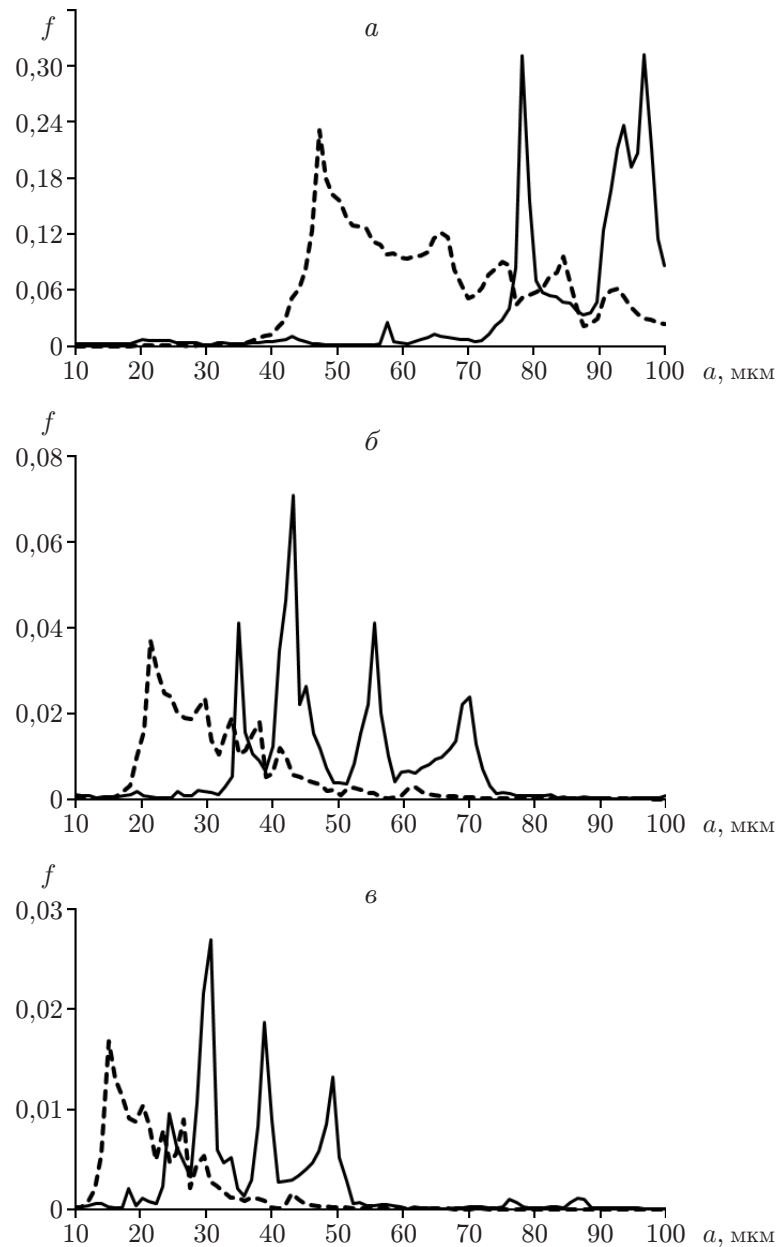


Рис. 1. Нормированная функция распределения $f(a, b)$ во втором приближении в моменты времени t_1 (штриховые линии) и t_2 (сплошные линии):
 a — $b = 0,1 \mu\text{м}$, $б$ — $b = 0,5 \mu\text{м}$, $в$ — $b = 1 \mu\text{м}$

Значения ФР $f_1(a, b)$ и $f(a, b)$, а также удельной площади внутренней поверхности $\Omega(a, b)$ и пористости $\varphi(a, b)$ изменяются вдоль соответствующих поверхностей в прямоугольной декартовой системе координат, первый квадрант плоскости xOy которой является областью определения переменных a и b . Значения величин $f_1(a, b)$, $f(a, b)$, $\Omega(a, b)$ и $\varphi(a, b)$ изменяются вдоль оси z . Для изучения формы поверхностей, характеризующих ФР, пористость и удельную площадь внутренней поверхности, использовались их сечения плоскостями $b = \text{const}$. Совокупность таких сечений с той или иной степенью подробности (в зависимости от шага по величине b) дает представление о форме поверхности, характеризующей ФР, Ω и φ . На рис. 1 представлена восстановленная нормированная ФР $f(a, b)$ во втором приближении в моменты времени t_1 и t_2 при длине малой полуоси $b = 0,1; 0,5; 1,0$ мкм. Особенность этих трех сечений состоит в том, что и в момент времени t_1 , и в момент времени t_2 значения всех максимумов ФР с ростом b быстро уменьшаются. При этом уменьшается длина большой полуоси a , соответствующая главным максимумам ФР в данном сечении. Например, в момент времени t_1 в случае $b = 0,1$ мкм главный максимум ФР наблюдается при $a = 47,2$ мкм, в случае $b = 0,5$ мкм — при $a = 21,4$ мкм, в случае $b = 1$ мкм — при $a = 15,2$ мкм. Такая же тенденция наблюдается в момент времени t_2 . Другой особенностью сечений ФР, представленных на рис. 1, является то, что в оба момента времени наряду с уменьшением величины максимумов функции $f(a, b)$ при увеличении длин малой b и большой a полуосей уменьшаются остальные значения этой функции.

Таким образом, на основе анализа поведения $f(a, b)$ в рассматриваемых сечениях можно сделать вывод, что в моменты времени t_1 и t_2 доля трещин как с большими, так и с малыми длинами полуосей a и b , а также с большими значениями b и малыми значениями a относительно невелика. Вместе с тем в моменты времени t_1 и t_2 в материале образца увеличивается количество трещин с большой длиной полуоси a и малой величиной раскрытия b . Расчеты показывают, что при $t = t_1$ доля трещин в интервале изменения a от 10 до 100 мкм и в интервале изменения b от 0,1 до 0,4 мкм составляет 83,5 %, а доля трещин в интервале изменения b от 0,7 до 1,0 мкм — 8,3 %. В момент времени t_2 доля трещин в интервале изменения b от 0,1 до 0,4 мкм составляет 76,9 %, а доля трещин в интервале изменения b от 0,7 до 1,0 мкм — 11,7 %. Можно показать также, что при $t = t_2$ количество излучающих трещин в ансамбле меньше, чем при $t = t_1$, приблизительно в два раза. Таким образом, при уменьшении общего количества излучающих трещин в течение времени $t_2 - t_1$ незначительно увеличивается количество трещин с большими длинами полуоси b .

Проведем сравнение функций ФР $f(a, b)$ в моменты времени t_1 и t_2 . При $t = t_1$ и $b = 0,1$ мкм в образце в основном присутствуют трещины с длиной большой полуоси a , изменяющейся в интервале от 40 до 100 мкм. В момент времени t_2 трещины с длиной полуоси a , изменяющейся в интервале от 40 до 70 мкм, практически исчезают и большинство трещин имеют длину a в интервале от 70 до 100 мкм. Таким образом, в данном сечении при $t = t_2$ увеличивается доля трещин, имеющих большую длину полуоси a , что приводит к смещению графика ФР в направлении оси a . Подобная закономерность наблюдается при $b = 0,5$ мкм и $b = 1$ мкм. Закономерности поведения ФР, выявленные в рассматриваемых сечениях, позволяют утверждать, что поверхность, характеризующая $f(a, b)$ в течение времени $t_2 - t_1$, деформируется, при этом ее максимумы смещаются (неодинаково при различных значениях b) в направлении увеличения длины большой полуоси a . Это означает, что по мере развития процесса разрушения в образце в течение промежутка времени $t_2 - t_1$ происходит слияние и увеличение размера трещин; в момент времени t_2 появляются трещины, имеющие в среднем большую длину полуоси a , чем в момент времени t_1 .

На рис. 2 представлены распределения относительной удельной площади внутренней поверхности Ω в моменты времени t_1 и t_2 при тех же длинах малой полуоси b , что и на рис. 1. Так же как и для нормированных ФР, для распределений Ω в моменты времени t_1, t_2

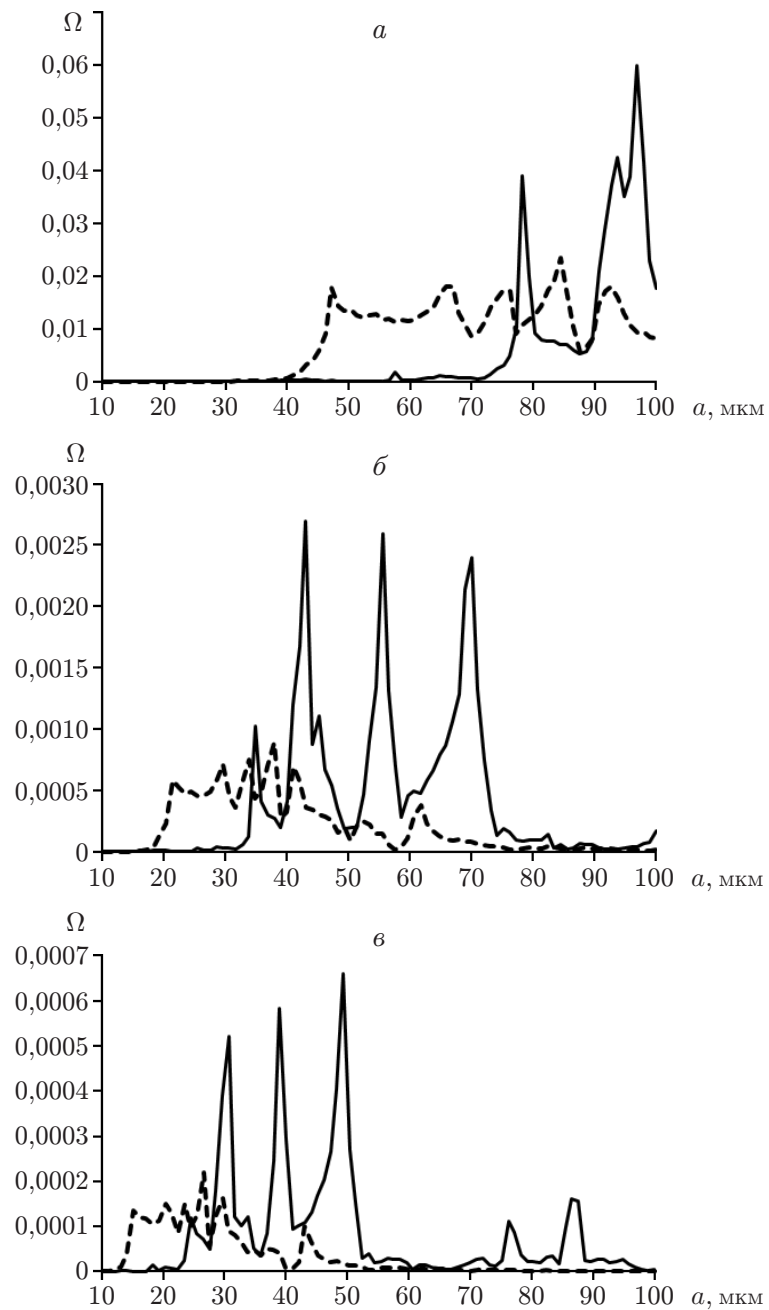


Рис. 2. Распределение относительной удельной площади внутренней поверхности в моменты времени t_1 (штриховые линии) и t_2 (сплошные линии):
 a — $b = 0,1$ мкм, $б$ — $b = 0,5$ мкм, $в$ — $b = 1$ мкм

с увеличением длины полуоси b в интервале от 0,1 до 1,0 мкм наблюдается уменьшение величин максимумов и смещение их в направлении уменьшения длины большой полуоси a . Кроме того, с увеличением длины малой b и большой a полуосей происходит уменьшение остальных значений Ω . Такая же закономерность имеет место для ФР (см. рис. 1). При этом в моменты времени t_1, t_2 наибольший вклад в общую удельную площадь внутренней поверхности образца вносят трещины с большими длинами полуоси a и малой величиной раскрытия b . Действительно, используя (2), можно показать, что доля удельной площади внутренней поверхности трещин с длиной полуоси b , изменяющейся в интервале от 0,1 до 0,4 мкм ($10 \text{ мкм} \leq a \leq 100 \text{ мкм}$), при $t = t_1$ составляет 95,2 %, при $t = t_2$ — 89,8 %. Вместе с тем доля удельной площади внутренней поверхности трещин с длиной полуоси b , изменяющейся в интервале от 0,7 до 1,0 мкм, при $t = t_1$ составляет 1,9 %, при $t = t_2$ — 4,3 %. Следовательно, за время $t_2 - t_1$ происходит незначительное увеличение доли удельной площади внутренней поверхности трещин с большими значениями b .

Проведем сравнение распределений удельной площади внутренней поверхности в моменты времени t_1 и t_2 . При $t = t_1$ и $b = 0,1$ мкм основной вклад в излучение вносят трещины с длиной полуоси a , изменяющейся в интервале от 40 до 100 мкм. В момент времени t_2 трещины с длиной полуоси a от 40 до 70 мкм практически отсутствуют, а АЭ в основном обусловлена излучением фрагментов межфазной поверхности трещин с длиной полуоси a , изменяющейся в интервале от 70 до 100 мкм. Таким образом, к моменту времени t_2 увеличивается доля удельной площади внутренней поверхности трещин с большими длинами полуоси a . При этом график функции $\Omega(a, b)$ смещается в направлении увеличения a . Подобная закономерность наблюдается в сечениях $b = 0,5$ мкм и $b = 1$ мкм. Проведенный анализ показывает, что за время $t_2 - t_1$ поверхность $\Omega(a, b)$, так же как и поверхность $f(a, b)$, деформируется, при этом ее максимумы смещаются в направлении увеличения длины большой полуоси a . Это означает, что в процессе разрушения образца в течение времени $t_2 - t_1$ происходит слияние и увеличение размера трещин, приводящее к появлению в момент времени t_2 трещин с достаточно большой длиной полуоси a . При этом, как показывают расчеты, $\Omega(t_2)/\Omega(t_1) = 0,742$, т. е. в процессе разрушения удельная площадь внутренней поверхности образца уменьшается. Результаты анализа распределений пористости подтверждают выявленные закономерности развития процесса разрушения в течение времени $t_2 - t_1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Грешников В. А.** Акустическая эмиссия / В. А. Грешников, Ю. Б. Дробот. М.: Изд-во стандартов, 1976.
2. **Алейников А. Л., Беликов В. Т., Немзоров Н. И.** Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С. 31–36.
3. **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.
4. **Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., et al.** Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47, N 2. P. 105–110.
5. **Niccolini G., Schiavi A., Tarizzo P., et al.** Scaling in temporal occurrence of quasi-rigid body vibration pulses due to macro-fractures // Phys. Rev. E. 2010. V. 82, N 4. 046115.
6. **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.

7. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика: В 10 т. Т. 6. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1986.
8. **Исакович М. А.** Общая акустика. М.: Наука, 1973.
9. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. М.: Наука, 1984. Т. 2.
10. **Норден А. П.** Краткий курс дифференциальной геометрии. М.: Физматгиз, 1958.
11. **Alder P. M.** Porous media: geometry and transports. Stoneham: Butterworth — Heinemann, 1992.

*Поступила в редакцию 28/VI 2018 г.,
после доработки — 12/IX 2018 г.
Принята к публикации 24/IX 2018 г.*
