DOI: 10.25698/UGV.2018.2.1.04 УДК 539.2

УЧЕТ ФОРМЫ ТРЕЩИН ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Предложена методика количественной интерпретации данных наблюдений акустической эмиссии, в соответствии с которой звуковое поле, излучаемое разрушающимся твердым телом, представлено в виде суперпозиции полей, генерируемых полостями в виде сжатых эллипсоидов вращения. Разработанная методика использована для количественной интерпретации результатов наблюдений акустической эмиссии при разрушении образца бетона.

Трещина, функция распределения, пористость, удельная внутренняя поверхность.

ACCOUNT FORMATION OF CRACKS WHEN INTERPRETATION OF RESULTS OF OBSERVATION OF ACOUSTIC EMISSION

Belikov V.T., Ryvkin D.G. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. A technique for quantitative interpretation of acoustic emission observation data is proposed, in accordance with which the sound field radiated by a collapsing solid is represented as a superposition of fields generated by cavities in the form of compressed ellipsoids of revolution. The developed technique is used for quantitative interpretation of the results of observations of acoustic emission when a sample of concrete is destroyed.

Crack, distribution function, porosity, specific internal surface.

Введение

При исследовании процессов акустической эмиссии (АЭ), одной из важнейших является проблема количественной интерпретации данных ее наблюдений. Необходимые для этого соотношения, выражающие связь между параметрами сигналов АЭ и структурными характеристиками среды, рассмотрены в (Алейников и др., 1992; 1993). С их использованием, в работах (Беликов, 2008; 2010) изучена зависимость амплитудно-частотного (АЧ) спектра АЭ от структурных характеристик твердого тела, а также сформулированы основные физические принципы методики восстановления структурных характеристик материала по данным наблюдений АЭ. Обобщенная физико-математическая модель для описания АЭ была предложена в (Беликов, Рывкин, 2015). На ее основе был разработан алгоритм количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ, позволяющий восстанавливать по ее АЧ спектру функцию распределения (ФР) составляющих трещиновато-пористого пространства (ТПП) по их характерным размерам, а также соответствующие распределения пористости и удельной внутренней поверхности (УВП) твердого тела (Беликов, Рывкин, 2015). Разработанный алгоритм был использован для количественной интерпретации экспериментальных данных по наблюдениям АЭ, полученных при нагружении образца бетона, в результате чего были восстановлены структурные характеристики материала, а также исследовано их изменение в процессе разрушения (Беликов, Рывкин, 2015; 2016). Необходимо отметить, что предложенный в работе (Беликов, Рывкин, 2015) алгоритм не учитывал влияние формы поверхности излучающих трещин при количественной интерпретации экспериментального материала по наблюдениям сигналов АЭ. Между тем морфология поверхности трещины оказывает существенное влияние на распределение упругих напряжений в ее окрестности, что сказывается на характере генерируемого трещиной акустического излучения. При выборе модели трещины, необходимо учитывать основные отличительные особенности ее формы и, прежде всего, существенное различие между длиной трещины и величиной ее раскрытия. С учетом этого, в данной работе рассматривается модель трещины в виде полости,

представляющей собой сжатый эллипсоид вращения с различным соотношением между величинами его полуосей. Когда длина большой полуоси намного превышает длину малой, сжатый эллипсоид вращения будет моделировать трещины дискообразной формы. Физико-математическая модель, предложенная в (Алейников и др., 1992; 1993; Беликов, Рывкин, 2015), позволяет учитывать форму поверхности излучающих трещин при изучении процессов АЭ. Поэтому целью данной статьи является разработка алгоритма восстановления структурных характеристик ТПП в том случае, когда источником АЭ являются моделирующие трещину дискообразной формы полости в виде сжатых эллипсоидов вращения.

Основные уравнения

Осредненные уравнения, характеризующие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в гетерогенном твердом теле, были рассмотрены в работах (Алейников и др., 1992; 1993). Функция источника в этих соотношениях, описывающая генерацию сигналов АЭ, зависит от вектора смещения каждой межфазной поверхности и соответствующей ее колебаниям характерной частоты (Беликов, 2008; Беликов, Рывкин, 2015). В том случае, когда исследуются процессы генерации сигналов АЭ в разрушающемся твердом теле, его следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы – «1», которую мы считаем гомогенной, и трещинной фазы – «2», представляющей собой пространство пор и трещин (Беликов, Рывкин, 2015). Указанные фазы разделены единственной межфазной поверхностью S_{12}, которой соответствует УВП Ω_{12}. Тогда выражение для частоты АЭ, вызванной колебаниями межфазной поверхности S_{12}, примет следующий вид (Беликов, 2008; 2010; Беликов, Рывкин, 2015)

$$\nu = \nu_{12} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12}\Omega_{12}}{\rho L_{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma\Omega}{\rho L}}\ , \qquad (1)$$

где $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{12}$ – осредненная разность упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12}; $L = L_{12}$ – осредненная амплитуда колебаний этой поверхности; $\Omega = \Omega_{12}$ – величина УВП; ρ – плотность среды.

Для детального изучения процессов генерации АЭ, позволяющего учесть вклад в ее АЧ спектр отдельных составляющих ТПП, в работе (Беликов, Рывкин, 2015) была введена характеризующая их ФР. При этом в качестве основной величины, описывающей структуру ТПП, был выбран характерный размер каждой из его составляющих, являющийся аргументом указанной ФР. Кроме того, предполагалось, что пространство пор и трещин представляет собой совокупность (ансамбль) излучающих сферических полостей, чьи радиусы изменяются в некотором промежутке, границы которого определяются структурой среды. Тогда радиус r каждой сферической полости можно трактовать как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей ТПП. Выбор параметров ансамбля сферических полостей должен быть осуществлен таким образом, чтобы их общая поверхность, а также общий объем, сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема твердого тела (Беликов, Рывкин, 2015). Каждую из полостей можно рассматривать как монополь, имеющий хоть и малые (по сравнению с длиной излучаемой им волны), но конечные размеры (Исакович, 1973). Предполагалось также, что энергия, излучаемая данным ансамблем сферических полостей в единицу времени, практически совпадает с мощностью акустического излучения, генерируемого средой. Таким образом, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12}, было заменено суперпозицией полей акустически эквивалентного ТПП ансамбля монополей, параметры которого должны удовлетворять изложенным выше условиям (Беликов, Рывкин, 2015).

Для описания ансамбля монополей была введена нормированная ФР $f(r)$, определяемая как относительное количество сферических полостей в единице объема, приходящееся на единичный интервал изменения их радиусов (Беликов, Рывкин, 2015).

Кроме $f(r)$, была использована ненормированная ФР $\tilde{f}(r)$, связанная с $f(r)$ соотношением $\tilde{f}(r) = Nf(r)$, где N – общее количество излучающих сферических полостей в единице объема с радиусами от $R_{\min}$ до $R_{\max}$ (минимальный и максимальный радиусы соответственно). Структурные характеристики материала, такие как пористость φ и УВП Ω, могут быть выражены через ФР $\tilde{f}(r)$ (Беликов, Рывкин, 2015). Правомерность представления акустического поля, возбуждаемого поверхностью S_{12} в виде суперпозиции полей ансамбля монополей, можно обосновать следующими соображениями. Обычно сигналы АЭ регистрируются в волновой зоне, на расстояниях много больших характерных размеров пор и трещин (включений). Поэтому, если размеры включений малы по сравнению с длиной излучаемой ими волны, то на расстояниях, где принимаются сигналы АЭ, главная часть поля практически совпадает с расходящейся сферически симметричной волной, какую создает пульсирующая сфера малого радиуса (монополь) с объемной производительностью равной скорости изменения объема включения (Исакович, 1973). Таким образом, сигналы АЭ, зарегистрированные на расстояниях, много больших характерных размеров пор и трещин, непосредственно не несут информацию о форме их поверхности. Такая информация заключена в соотношении (1), определяющем частоту АЭ, в которое входят величины УВП Ω и осредненной разности упругих напряжений Δσ, зависящие от морфологии поверхности излучающих трещин. Следует отметить, что обычно развитие трещин в твердом теле рассматривается в рамках плоской задачи теории упругости (Седов, 1984). При этом трещина моделируется эллиптическим вырезом в упругой плоскости, подвергнутой растягивающим напряжениям. В развитие этих представлений о форме трещин, в пространственном случае, их можно рассматривать как полости в виде сжатого эллипсоида вращения с различным соотношением большой a и малой c полуосей. Сжатый ($a > c$) эллипсоид вращения при стремлении малой полуоси c к нулю будет моделировать трещины круговой дискообразной формы. Таким образом, в данной работе будет рассмотрен акустически эквивалентный ТПП ансамбль излучающих полостей, представляющих собой сжатые эллипсоиды вращения с различным соотношением между величинами их полуосей. На данную совокупность излучающих эллипсоидальных полостей следует наложить те же условия, которым удовлетворял ансамбль монополей (Беликов, Рывкин, 2015). А именно, необходимо потребовать, чтобы их общая поверхность, а также общий объем, сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема твердого тела с трещинами. Кроме того, будем предполагать, что энергия, излучаемая в единицу времени ансамблем эллипсоидальных полостей, практически совпадает с мощностью акустического излучения, генерируемого средой. Иными словами, в данном случае звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12}, находящейся в единичном объеме твердого тела, будет заменено суперпозицией полей ансамбля излучающих полостей в виде сжатых эллипсоидов вращения, параметры которого должны удовлетворять сформулированным условиям. Для описания ансамбля эллипсоидальных полостей введем нормированную ФР $f(a, c)$, определяемую как относительное их количество в единице объема, приходящееся на единичный интервал изменения большой a и малой c полуосей. Полостям с величиной большой полуоси, находящейся в интервале от a до $a + \Delta a$ и малой – в интервале от c до $c + \Delta c$, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего ТПП), будет соответствовать характерная частота АЭ, определяемая согласно (1). Кроме нормированной ФР $f(a, c)$, будем использовать ненормированную ФР $\tilde{f}(a,c)$, определяемую как абсолютное количество излучающих эллипсоидальных полостей в единице объема, приходящееся на единичный интервал изменения большой a и малой c полуосей и связанную с ФР $f(a, c)$ соотношением $\tilde{f}(a,c) = Nf(a,c)$, где N – общее количество полостей в еди-

нице объема с величиной полуосей, изменяющихся в интервалах от a_{min} до a_{max} и от c_{min} до c_{max}, a_{min}, c_{min} и a_{max}, c_{max} – минимальные и максимальные значения длины полуосей соответственно. Пористость и УВП выражаются через $\tilde{f}(a,c)$ следующим образом

$$\varphi = \frac{4\pi}{3}\int_{a_{min}}^{a_{max}}\int_{c_{min}}^{c_{max}} a^2 c\tilde{f}(a,c)dadc \ , \qquad (2)$$

$$\Omega = \int_{a_{min}}^{a_{max}}\int_{c_{min}}^{c_{max}} \lambda(a,c)\tilde{f}(a,c)dadc \ , \qquad (3)$$

где $\lambda(a,c)$ – площадь поверхности сжатого эллипсоида вращения, определяемая так

$$\lambda(a,c) = \\ = 2\pi a\left(a + \frac{c^2}{\sqrt{a^2-c^2}}\ln\left(\frac{a+\sqrt{a^2-c^2}}{c}\right)\right). \qquad (4)$$

Процедура восстановления структурных характеристик материала по данным наблюдений АЭ была рассмотрена в работах (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2015). Она включает в себя три основных этапа. На первом проводится идентификация источников АЭ и устанавливается их физическая природа. На втором этапе должен быть определен интервал изменения размеров, характеризующих форму полостей, которые в процессе излучения формируют наблюденный АЧ спектр АЭ. На третьем этапе необходимо задать распределение осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на границе излучающих эллипсоидальных полостей в зависимости от величины их полуосей. Когда в качестве излучателей рассматривались сферические полости радиуса r, величина $\Delta\sigma$ имела вид (Беликов, Рывкин, 2015)

$$\Delta\sigma(r) = 2\gamma/r = K_0/r, \qquad (5)$$

где $K_0 = 2\gamma$; γ – коэффициент поверхностного натяжения. В случае эллипсоидальной полости, величина осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на ее поверхности (при постоянном γ) будет

$$\Delta\sigma(a,c) = 2\gamma H(a,c) = K_0 H(a,c), \qquad (6)$$

где $H(a,c) = 1/S\int_S H'dS$ – осредненная по поверхности S эллипсоида вращения средняя кривизна, которая является функцией величины полуосей a и c. Средняя кривизна H' сжатого эллипсоида вращения в произвольной точке его поверхности может быть вычислена с использованием сферической системы координат, и будет иметь вид

$$H' = \frac{c(a^2 + a^2\cos^2\theta + c^2\sin^2\theta)}{2a(a^2\cos^2\theta + c^2\sin^2\theta)^{3/2}}, \qquad (7)$$

где θ – полярный угол, отсчитываемый от положительного направления оси z и изменяющийся в пределах от 0 до π. Начала декартовой прямоугольной и сферической системы координат находятся в центре симметрии эллипсоида вращения. Тогда полученная с использованием (7) осредненная по поверхности сжатого эллипсоида вращения средняя кривизна H, с учетом выражения для площади его поверхности (4), будет

$$H(a,c) = \frac{c + \frac{a^2}{\sqrt{a^2-c^2}}arctg\frac{\sqrt{a^2-c^2}}{c}}{a\left(a + \frac{c^2}{\sqrt{a^2-c^2}}\ln\left(\frac{a+\sqrt{a^2-c^2}}{c}\right)\right)}. \qquad (8)$$

Таким образом, величина осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на поверхности эллипсоидальной полости может быть вычислена с использованием выражения (6), а входящая в него величина $H(a,c)$ определяется равенством (8). Мы уже упоминали, что полость в виде сжатого эллипсоида вращения при $c \to 0$ переходит в трещину дискообразной формы. В этом случае, как следует из (7), в точках пересечения поверхности трещины с осью z (при углах $\theta = 0$ и $\theta = \pi$) средняя кривизна $H' \to 0$. Точно также, при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ к нулю стремится и гауссова кривизна

$$K' = c^2/(a^2\cos^2\theta + c^2\sin^2\theta)^2. \qquad (9)$$

Это означает, что в окрестности этих точек поверхность сжатого эллипсоида вращения при переходе его в трещину дискообразной формы уплощается (Норден, 1958). С

другой стороны, когда $c \to 0$, то при угле $\theta = \pi/2$ (точки, лежащие на линии пересечения полости с плоскостью $x0y$), как следует из (7) и (9), $H' \to \infty$ и $K' \to \infty$. В этом случае одна из главных кривизн бесконечна, а соответствующий ей радиус кривизны стремится к нулю, другая кривизна конечна и равна $1/a$. Что касается осредненного значения средней кривизны H сжатого эллипсоида вращения, то, как следует из (8), при $c \to 0$ $H = \pi/2a$.

Результаты и их обсуждение

С использованием модели трещин в виде сжатых эллипсоидов вращения, в данной работе была проведена количественная интерпретация результатов наблюдений АЭ при разрушении образца бетона, приведенных в работе (Schiavi et al., 2011). Процедура интерпретации проводилась в соответствии с этапами, о которых было сказано выше. Говоря о первом из перечисленных этапов, будем предполагать, что источником акустического излучения является колеблющаяся поверхность S_{12}, выведенная из равновесия процессами разрушения. По поводу второго этапа отметим, что непосредственная информация о границах интервала изменения размеров, которые характеризуют форму излучающих полостей в образце бетона, используемого в (Schiavi et al., 2011), отсутствует. Однако известно, что средний характерный размер пор в цемент содержащих материалах составляет по порядку величины десятки микрон (Alder, 1992). Исходя из этого, мы предполагали, что излучает весь набор эллипсоидальных полостей, большие полуоси a которых изменяются в пределах от 10 до 100 мкм. Относительно выбора значений величины малой полуоси c следует отметить, что в данной работе рассматриваются моделирующие дискообразную трещину уплощенные ($c << a$) эллипсоиды вращения. Поэтому интервал изменения c был взят от 0,1 до 1 мкм. Необходимое на третьем этапе распределение осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на границе излучающих эллипсоидальных полостей в зависимости от величины их полуосей описывается выражением (6), с учетом (8). Введем для удобства величину $k = c/a$ – отношение малой полуоси эллипсоида к большой. Малые значения k соответствуют высокой степени сжатия (уплощения) эллипсоида вращения, при увеличении k степень его сжатия уменьшается. Когда $k << 1$ ($c << a$) уплощенный эллипсоид вращения моделирует трещину круговой дискообразной формы. Изменяя значения a и c, получим двумерный массив (матрицу) элементов, характеризующий совокупность (ансамбль) эллипсоидов вращения с различным соотношением величины их полуосей. Каждой паре значений a и c будут соответствовать площадь поверхности $\lambda(a,c)$ и объем $V_0 = 4/3\pi a^2 c$ эллипсоида, а также осредненное по его поверхности значение средней кривизны $H(a,c)$. В силу того, что эллипсоидальные полости с полуосями, изменяющимися от a до $a + \Delta a$ и от c до $c + \Delta c$, мы рассматриваем как отдельную фазу в рамках всего ТПП, каждой паре интервалов изменения полуосей Δa и Δc будет соответствовать свое значение пористости φ, УВП Ω, осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$, а также частоты ν и амплитуды L. При этом φ и Ω определяются согласно (2) и (3), $\Delta\sigma$ вычисляется в соответствии с (6) и (8), а для частоты ν справедливо соотношение (1). Разобьем шкалы изменения величин полуосей a и c, а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ на промежутки. Далее необходимо каждому значению частоты ν и амплитуды L поставить в соответствие значения полуосей эллипсоидальной полости. Для этого можно воспользоваться тем фактом, что шкалы частот и характерных размеров полостей – разнонаправлены (Беликов, Рывкин, 2015). Если определить характерный размер r_0 эллипсоидальной полости как функцию a и c, то через посредство r_0 можно поставить в соответствие каждому значению частоты ν величину полуосей. В случае эллипсоидальных полостей, в качестве характерного размера можно выбрать радиус r_0 равновеликой по объему эллипсоиду вращения сферы, определяемый следующим образом $r_0 = \sqrt[3]{a^2 c}$. Чтобы установить соответствие между значениями частот и полу-

осей эллипсоидальной полости a и c, упорядочим элементы матрицы (a_i,c_j) по возрастанию величины $r_0(a_i,c_j)$ таким образом, чтобы минимальному ее значению соответствовала максимальная частота в АЧ спектре АЭ, а максимальному – минимальная. Аппроксимируя интегралы суммами с использованием (1), (2–4), (6), (8), получим

$$K_0 = \frac{4\pi\rho}{3\varphi}\sum_{i,j}\frac{a_i^2 c_j \nu_{ij}^2 L_{ij}}{H(a_i,c_j)\lambda(a_i,c_j)}, \qquad (10)$$

$$\widetilde{f}(a_i,c_j) = \frac{\rho\nu_{ij}^2 L_{ij}}{K_0 H(a_i,c_j)\lambda(a_i,c_j)\Delta a_i \Delta c_j};$$

$$\Omega(a_i,c_j) = \lambda(a_i,c_j)\widetilde{f}(a_i,c_j)\Delta a_i \Delta c_j, \qquad (11)$$

$$\varphi(a_i,c_j) = \frac{4\pi}{3}a_i^2 c_j \widetilde{f}(a_i,c_j)\Delta a_i \Delta c_j;$$

где a_i – значение большой полуоси, отвечающее i-му интервалу Δa_i шкалы ее изменения; c_j – значение малой полуоси из j-го интервала Δc_i шкалы ее изменения; ν_{ij}, L_{ij}, $\widetilde{f}(a_i,c_j)$, $\Omega(a_i,c_j)$ и $\varphi(a_i,c_j)$ – значения частоты, амплитуды, ненормированной ФР, УВП и пористости соответственно, отвечающие элементу (a_i,c_j) матрицы полуосей эллипсоидальных полостей; φ – общая пористость образца бетона; $\lambda(a_i,c_j)$ и $H(a_i,c_j)$ – площадь поверхности и осредненное значение средней кривизны полости с размерами полуосей a_i и c_i. При расчетах использовалась матрица полуосей (a_i, c_j) размера 88×10 с постоянными шагами по a и по c. В первом приближении коэффициент K_0 считался постоянным во всем промежутке изменения размеров полуосей излучающих полостей и определялся в соответствии с (10). Затем по формулам (10–11) вычислялись значения ненормированной ФР $\widetilde{f}(a_i,c_j)$, УВП $\Omega(a_i,c_j)$ и пористости $\varphi(a_i,c_j)$ для каждого элемента (a_i,c_j) матрицы полуосей. Далее рассчитывались соответствующие значения нормированной ФР $f(a_i,c_j)$. В процессе проведения расчетов во втором приближении предполагалось, что коэффициент K_0 может принимать различные значения в каждой прямоугольной ячейке, сторонами которой являются соответствующие интервалы разбиения шкал полуосей излучающих эллипсоидальных полостей. Для определения значения K_0, соответствующего каждому элементу (a_i,c_j) матрицы полуосей, была использована процедура, сводящаяся к поиску минимума УВП Ω при постоянной пористости φ (Беликов, Рывкин, 2015). Таким образом, во втором приближении для каждой пары значений (a_i,c_j) величины полуосей излучающей эллипсоидальной полости происходило варьирование коэффициента пропорциональности K_0, принятого в первом приближении. Затем, согласно (10–11), рассчитывались значения УВП и пористости, соответствующие каждому элементу (a_i,c_j) матрицы полуосей, и осуществлялся пересчет значений ФР $\widetilde{f}(a_i,c_j)$,

Далее, по формулам $\Omega = \sum_{i,j}\Omega(a_i,c_j)$, $\varphi = \sum_{i,j}\varphi(a_i,c_j)$, вычислялись общая УВП Ω и общая пористость φ. В качестве окончательного выбирался вариант, при котором УВП была минимальной, а пористость отличалась от принятого нами ее значения $\varphi = 0{,}1$ не более чем на десять процентов.

Получаемые в результате интерпретации значения ФР $\widetilde{f}(a,c)$ и $f(a,c)$, а также УВП $\Omega(a,c)$ и пористости $\varphi(a,c)$ изменяются вдоль соответствующих поверхностей в прямоугольной декартовой системе координат, часть плоскости $x0y$ которой (при $x \geq 0$ и $y \geq 0$) является областью изменения переменных a и c. Сами значения величин $\widetilde{f}(a,c)$, $f(a,c)$, $\Omega(a,c)$ и $\varphi(a,c)$ изменяются вдоль оси z. Для анализа особенностей изменения ФР, Ω и φ в зависимости от a и c мы использовали сечения поверхностей, характеризующих эти величины плоскостями c = const, зафиксировав значение малой полуоси. Совокупность таких сечений, с той или иной степенью подробности (в зависимости от размера шага по величине c), будет давать представление о морфологии самой поверхности, характеризующей ФР, Ω и φ. На рис. 1 представлены графики нормированной ФР эллипсоидальных полостей $f(a,c)$ второго приближения при трех значениях величины малой полуоси c = 0,4 мкм, c = 0,7 мкм и c = 1 мкм. Одной

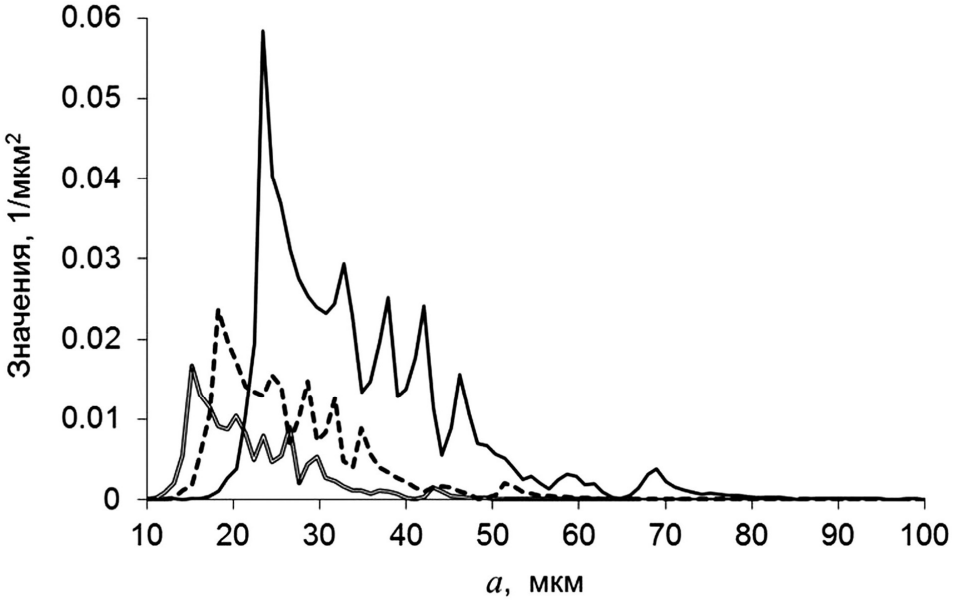


Рис. 1. Нормированная функция распределения *f*(*a*,*c*) второго приближения: сплошная линия – *c* = 0,4 мкм; пунктир – *c* = 0,7 мкм; двойная линия – *c* = 1 мкм

из особенностей этих трех сечений нормированной ФР является то, что значения ее главных максимумов с ростом *c* быстро уменьшаются. Кроме того, происходит уменьшение значений длины большой полуоси *a*, соответствующих главным максимумам ФР в данном сечении. В самом деле, когда *c* = 0,4 мкм, главный максимум ФР наблюдается при величине большой полуоси *a* = 23,4 мкм, когда *c* = 0,7 мкм – при *a* = 18,3 мкм, когда *c* = 1 мкм – при *a* = 15,2 мкм. В то же время величина *k* = *c*/*a*, рассчитанная для этих трех значений длины большой полуоси *a*, соответственно будет 0,017; 0,038; 0,066. Отсюда следует, что с уменьшением *a* и ростом *c* степень сжатия эллипсоидов вращения в окрестности главных максимумов ФР становится меньше, и они все более отличаются по форме от дискообразных трещин. Еще одна особенность поведения нормированной ФР *f*(*a*,*c*) в рассматриваемых сечениях состоит в том, что при увеличении *c* не только главные, но и локальные максимумы *f* (*a*,*c*) смещаются в сторону меньших значений величины большой полуоси *a*. И наконец, из морфологии представленных на рис. 1 графиков следует, что наряду с уменьшением величины максимумов ФР *f*(*a*,*c*), при росте длины большой *a* и малой *c* полуосей, уменьшаются и сами ее значения. Таким образом, на основе анализа поведения нормированной ФР *f*(*a*,*c*) в рассматриваемых сечениях можно сделать вывод, что на данном этапе развития процессов разрушения в образце (через 25 мин после начала его нагружения (Schiavi et al., 2011)) относительно невелика доля трещин с большими и малыми длинами полуосей *a* и *c*, а также с большими значениями *c* и малыми значениями *a*. Вместе с тем, к этому моменту времени в материале образца возрастает относительное количество трещин с большими значениями длины полуоси *a* и малой величиной раскрытия *c*. Расчеты показывают, что доля дискообразных трещин в интервале изменения длины большой полуоси *a* от 10 до 100 мкм и малой полуоси *c* от 0,1 до 0,4 мкм составляет 83,5 процента, а доля трещин в интервале изменения *c* от 0,7 до 1 мкм составляет 8,3 процента. Появление дискообразных трещин с большими значениями *a* и малой величиной их раскрытия *c* обусловлено, по-видимому, процессами слияния и укрупнения более мелких трещин.

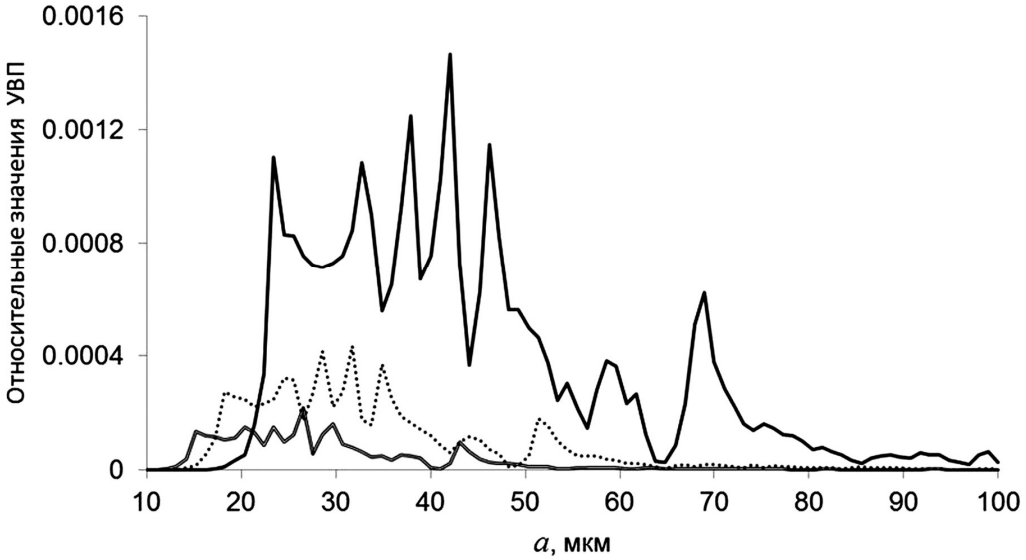


Рис. 2. Распределения относительных значений УВП:
сплошная линия – c = 0,4 мкм; пунктир – c = 0,7 мкм; двойная линия – c = 1 мкм

На рис. 2 представлены распределения относительных (по отношению к Ω) значений УВП при тех же длинах малой полуоси c, что и на рис. 1. Так же как и у нормированных ФР, в распределениях УВП с увеличением величины малой полуоси c наблюдается падение значений главных и локальных максимумов с одновременным их смещением в сторону меньших значений величины большой полуоси a. Максимумы в распределениях УВП фиксируются примерно при тех же значениях длины большой полуоси a (при соответствующих c), что и у ФР, представленных на рис. 1. Однако главным максимумам в распределении УВП соответствуют более высокие значения a, чем у ФР. Например, в сечении c = 0,4 мкм главный максимум ФР наблюдается (см. рис. 1) при a = 23,4 мкм, а в распределении УВП – при a = 42,1 мкм. Аналогичная закономерность наблюдается и в сечениях c = 0,7 мкм и c = 1 мкм. Обусловлено это следующими причинами. Используя формулу (4), можно показать, что при используемых нами интервалах изменения длины полуосей, площадь поверхности эллипсоида вращения $\lambda(a,c)$ практически равна $2\pi a^2$. Отсюда, с учетом (3) и (11), следует, что УВП Ω с увеличением величины большой полуоси a растет пропорционально ее квадрату. Это и приводит к тому, что в данном сечении главные максимумы в распределении УВП фиксируются при более высоких значениях длины большой полуоси a, чем у ФР. Еще одна особенность распределений УВП состоит в том, что происходит уменьшение величины их максимумов, а также самих значений УВП вместе с ростом малой c и большой a полуосей, подобно тому, как это наблюдается у ФР (см. рис. 1). При этом наибольший вклад в УВП образца вносят трещины с большими значениями длины полуоси a и малой величиной c. Действительно, используя соотношения (3–4), можно показать, что относительное значение УВП, приходящейся на трещины из интервала размеров малой полуоси c от 0,1 до 0,4 мкм (при 10 мкм $\leq a \leq$100 мкм), составляет 95,2 процента. В то время как доля УВП, соответствующей трещинам с размерами малой полуоси c от 0,7 до 1 мкм, составляет 1,9 процента. Это подтверждает вывод о том, что на данном этапе развития процессов разрушения в образце основная часть генерируемого акустического излучения обусловлена трещинами большой длины a и малой величиной раскрытия c. На рис. 3 приведены распределения относительных (по отношению к φ) значений пористости при таких же длинах малой полуоси c, что и на рис. 1 и 2. Анализ пред-

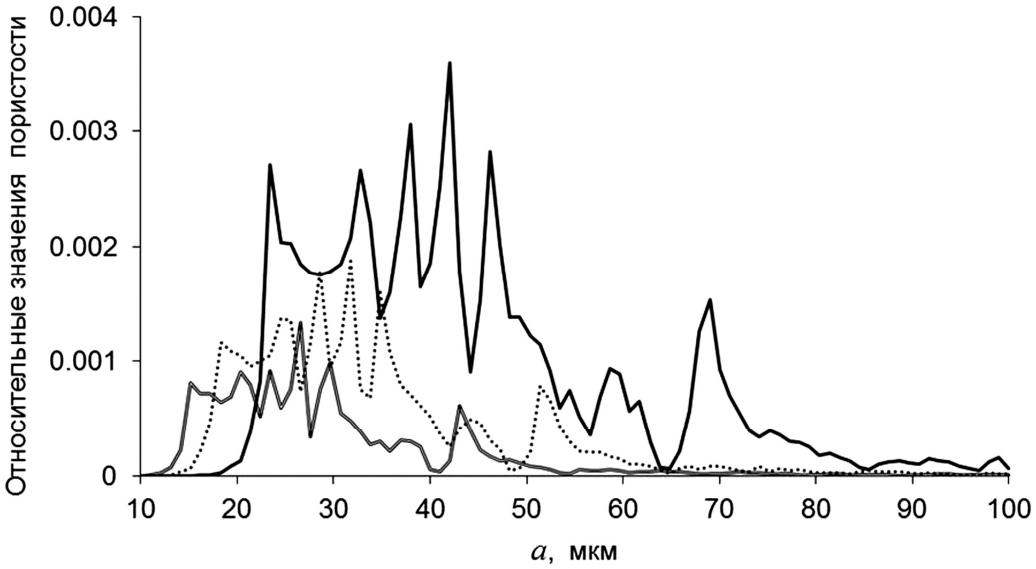


Рис. 3. Распределения относительных значений пористости:
сплошная линия – c = 0,4 мкм; пунктир – c = 0,7 мкм; двойная линия – c = 1 мкм

ставленных графиков показывает, что также как у ФР и распределений УВП, с ростом длины малой полуоси c от 0,4 мкм до 1 мкм в распределениях пористости наблюдается уменьшение значений главных и локальных максимумов. Одновременно происходит их смещение в сторону меньших значений величины большой полуоси a. Локальные и главный максимумы в распределениях пористости (при соответствующих c) наблюдаются приблизительно при тех же значениях длины большой полуоси a, что и у распределений УВП, представленных на рис. 2. Вместе с тем, также как и у распределений УВП, главным максимумам в распределении пористости (при данном c) соответствуют более высокие значения длины большой полуоси a, чем у ФР. Связано это с тем, что при фиксированном значении величины малой полуоси c пористость, в соответствии с (2) и (11), растет пропорционально квадрату длины большой полуоси a сплюснутого эллипсоида вращения. Выше мы произвели оценку относительного вклада в УВП трещин с размерами малой полуоси c от 0,1 до 0,4 мкм и от 0,7 до 1 мкм. Аналогичные расчеты для величины пористости показывают, что ее доля, приходящаяся на трещины из интервала изменения c от 0,1 до 0,4 мкм, составляет 81 процент, а из интервала от 0,7 до 1 мкм – 9,6 процента. Это говорит о том, что на данном этапе развития процессов разрушения пористость и УВП перераспределяется в пользу трещин с большими значениями длины большой полуоси a и малой величиной раскрытия c. Необходимо отметить, что особенности внутреннего строения такого материала как бетон во многом схожи со структурными особенностями горных пород. Поэтому предложенный в данной работе алгоритм количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ с использованием модели дискообразных трещин может быть применен и для горных пород. С целью развития проведенных исследований, представляется необходимым использование предложенного алгоритма для количественной интерпретации экспериментальных данных по АЧ спектрам АЭ, зарегистрированным на разных этапах развития процесса разрушения. Это позволит исследовать динамику перераспределения пористости и УВП между дискообразными трещинами различных размеров в процессе разрушения твердого тела и, в частности, горных пород.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаменталь-

ных исследований УрО РАН, проект № 18-5-5-52.

Литература

Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И., Троянов А.К. Интерпретация наблюдений сигналов акустической эмиссии на Уральской сверхглубокой скважине // Геология и геофизика. 1992. № 6. С. 118–126.

Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И. Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С. 31–36.

Беликов В.Т. Моделирование процессов акустической эмиссии в твердом теле // Дефектоскопия. 2008. № 6. С. 76–84.

Беликов В.Т. Восстановление структурных характеристик разрушающегося твердого тела по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2010. № 1. С. 56–63.

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование результатов наблюдений акустической эмиссии для изучения структурных характеристик твердого тела // Акустический журнал. 2015. Т. 61. № 5. С. 622–630.

Беликов В.Т. Рывкин Д.Г. Изучение изменений структурных характеристик твердого тела с использованием амплитудно-частотных спектров акустической эмиссии // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 3. С. 103–109.

Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.

Норден А.П. Краткий курс дифференциальной геометрии. М.: Физматгиз, 1958. 244 с.

Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1984. 560 с.

Alder P. M. Porous media: geometry and transports. Stoneham: Butterworth-Heinemann, 1992. 544 p.

Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A. Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47 (Supp l.2). P. 105–110.