

АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ  
ТВЕРДЫХ СРЕД. ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

УДК 539.2

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ  
ЭМИССИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ТВЕРДОГО ТЕЛА

© 2015 г. В. Т. Беликов, Д. Г. Рывкин

*Институт геофизики им. Ю.П. Булашевца УрО РАН*

*620016 Екатеринбург, ул. Амундсена 100*

*E-mail: belik2a@mail.ru*

Поступила в редакцию 02.09.2014 г.

Предложена количественная физическая модель для описания процессов акустической эмиссии. Разработана методика восстановления структурных характеристик материала по его амплитудно-частотному спектру. С использованием полученных результатов проведена количественная интерпретация экспериментальных данных по наблюдениям сигналов акустической эмиссии при разрушении образца бетона.

*Ключевые слова:* акустическая эмиссия, функция распределения, пористость, удельная внутренняя поверхность.

DOI: 10.7868/S0320791915050020

ВВЕДЕНИЕ

Под акустической эмиссией (АЭ) обычно понимается процесс излучения упругих волн, обусловленный возникновением и развитием дефектов структуры материала [1]. Среди причин, вызывающих появление АЭ, следует отметить, прежде всего, пластическую деформацию, образование и развитие трещин, фазовые превращения и ряд других [1, 2]. С середины прошлого века и по настоящее время методы, связанные с анализом сигналов АЭ, широко применяются в таких областях, как геофизика, горное дело и материаловедение с целью изучения и прогнозирования процессов разрушения твердого тела [3–11]. Иногда АЭ разделяют на два вида: непрерывную и дискретную [2, 12]. Непрерывная АЭ характеризуется тем, что число событий, приводящих к ее появлению, достаточно велико, а энергия, высвобождаемая при каждом из них, мала. Возникновение непрерывной АЭ связывают, в основном, с пластическим деформированием твердого тела. Сигналы ее характеризуются относительно высокой частотой и поэтому мало информативны, так как быстро затухают [1]. При дискретном характере АЭ энергия излучаемых упругих волн, а также их амплитуда, на много порядков превосходят энергию и амплитуду импульсов непрерывной АЭ. Чаще всего дискретная АЭ связана с возникновением и развитием макроскопических дефектов в материале, а ее спектральные характеристики смещены в область более низких частот по сравнению с непрерывной АЭ. Примером дискретной АЭ является упругий

импульс, излучаемый растущей трещиной, когда она переходит из одного стабильного состояния в другое. В силу своей природы дискретная АЭ несет в себе информацию о структурных характеристиках разрушающегося материала. Поэтому довольно часто ее используют для прогнозирования разрушения твердого тела, так как она служит предвестником такого события задолго до появления опасной стадии [1, 2].

Среди проблем, которые существуют при изучении АЭ, следует отметить, прежде всего, сложности, связанные с ее интерпретацией. Сейчас она носит, в основном, качественный характер, что явно недостаточно для всестороннего анализа информации, которую несет в себе экспериментальный материал, полученный при регистрации АЭ. С этой точки зрения особенно актуальна в настоящее время проблема количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ. Для проведения такой интерпретации необходимы соотношения, связывающие характеристики сигналов АЭ с параметрами ее источников. Иногда такие связи устанавливаются эмпирически на основе анализа экспериментальных данных по АЭ. Однако более перспективным следует считать путь, в соответствии с которым для количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ используются разработанные физико-математические модели и установленные на их основе функциональные связи между параметрами сигналов АЭ и структурными характеристиками материала. Основы модели для количественного описания АЭ были

разработаны в [13, 14]. В [15] изучена зависимость морфологии амплитудно-частотного (АЧ) спектра АЭ от структурных и физических характеристик разрушающегося твердого тела. В дальнейшем были сформулированы основные физические принципы процедуры определения параметров среды по данным наблюдений АЭ [16]. В данной статье разработана обобщенная физико-математическая модель для описания процессов генерации дискретной АЭ, и на этой основе предложена методика (алгоритм) решения обратной задачи с целью восстановления структурных характеристик твердого тела. Предложенный алгоритм использован для количественной интерпретации экспериментальных данных по наблюдениям сигналов АЭ, зарегистрированных при разрушении образца бетона.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работах [13, 14] на основе осредненных (по объему с характерными размерами много большими характерного размера фаз) уравнений теплопереноса в многофазных средах [17] были получены соотношения, описывающие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в гетерогенном твердом теле. Например, уравнение для продольных волн имеет вид [14]

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} = A_i, \quad (1)$$

где  $u_i$  —  $i$ -я компонента смещения,  $c$  — скорость продольных волн. Аналогичное соотношение имеет место и для поперечных волн. Функция источника  $A_i$  описывает процессы генерации АЭ, вызванной колебанием межфазных поверхностей. Выражение для нее может быть записано как [13, 14]:

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

где  $\Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} = \sigma_{ik}^\alpha - \sigma_{ik}^\beta$  — разность осредненных тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности (границе)  $S_{\alpha\beta}$  между  $\alpha$ -й и  $\beta$ -й фазами гетерогенной среды;  $n_k^\alpha$  — осредненный вектор нормали, внешней по отношению к  $\alpha$ -й фазе;  $\Omega_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta}/V$  — удельная внутренняя поверхность (УВП), соответствующая межфазной поверхности  $S_{\alpha\beta}$ ;  $\rho$  — плотность среды;  $V$  — объем осреднения. Поверхность  $S_{\alpha\beta}$  предполагается гладкой. В выражениях (1), (2) и далее по повторяющемуся индексу  $k$  подразумевается суммирование. Правую часть соотношения (2) можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} A_i &= \frac{1}{2\rho} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^\alpha \Omega_{\alpha\beta} = \\ &= \frac{1}{2\rho} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} |\Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^\alpha| e_i^{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta} = \frac{1}{2\rho} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Delta \sigma_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta} = \quad (3) \\ &= \frac{1}{2\rho} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{\Delta \sigma_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta} L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta}}{L^{\alpha\beta}} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} v_{\alpha\beta}^2 L_i^{\alpha\beta}, \end{aligned}$$

где  $|\Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^\alpha| = |(\sigma_{ik}^\alpha - \sigma_{ik}^\beta) n_k^\alpha| = \Delta \sigma_{\alpha\beta}$  — модуль осредненного вектора силы, действующей на единицу площади поверхности  $S_{\alpha\beta}$ ;  $e_i^{\alpha\beta}$  — единичный вектор в ее направлении;  $L^{\alpha\beta}$  — осредненная амплитуда колебаний межфазной поверхности  $S_{\alpha\beta}$ ;  $L_i^{\alpha\beta} = L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta}$ . Частота  $v_{\alpha\beta}$  АЭ, соответствующая пульсациям межфазной поверхности  $S_{\alpha\beta}$ , определяется как:

$$v_{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{|\Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^\alpha| \Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}} = \sqrt{\frac{\Delta \sigma_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}}. \quad (4)$$

Таким образом, функция источника  $A_i$ , представленная в виде (3), описывает весь спектр источников АЭ, связанных с колебаниями межфазных поверхностей гетерогенной среды. В общем случае излучать упругие волны могут все те границы между фазами, на которых отсутствует равновесие. Необходимо отметить, что частота  $v_{\alpha\beta}$ , согласно (4), наряду с зависимостью от УВП  $\Omega_{\alpha\beta}$  и плотности среды  $\rho$ , определяется также и такими осредненными параметрами, как  $\Delta \sigma_{\alpha\beta}$  и  $L^{\alpha\beta}$ . Поэтому она является характеристикой всего (коллективного) процесса излучения упругих волн межфазными поверхностями и ее не следует, вообще говоря, смешивать с характерной частотой, соответствующей, например, отдельному включению. Амплитуда  $L^{\alpha\beta}$ , полученная осреднением по  $S_{\alpha\beta}$  [15], отлична от нуля даже в том случае, когда некоторые участки межфазной поверхности неподвижны. Параметр  $\Delta \sigma_{\alpha\beta}$  будем называть в дальнейшем осредненной разностью упругих напряжений на межфазной границе  $S_{\alpha\beta}$ . Минимальное значение, которое  $\Delta \sigma_{\alpha\beta}$  принимает при равновесии, определяется физическими свойствами межфазной поверхности  $S_{\alpha\beta}$  и ее кривизной. В случае изотропных фаз минимальное значение  $\Delta \sigma_{\alpha\beta}$  совпадает с поверхностным давлением, определяемым формулой Лапласа [18]. В общем случае работа, производимая разностью упругих напряжений на границе фаз  $\Delta \sigma_{\alpha\beta}$ , тратится на изменение поверхностной энергии и акустическое излучение (АИ). Таким образом, когда на поверхности  $S_{\alpha\beta}$  отсутствует равновесие, величина  $\Delta \sigma_{\alpha\beta}$  превышает ее минимальное значение. Будем предполагать, что в процессе ге-

нерации АЭ межфазная поверхность  $S_{\alpha\beta}$  слабо отклоняется от положения равновесия. Тогда ее изменение, а следовательно, и изменение поверхностной энергии, мало. В этом приближении работа разности упругих напряжений на границе фаз фактически полностью расходуется на АИ, а величина  $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$  практически совпадает с ее равновесным значением.

В работе [19] были проведены наблюдения АЭ при нагружении образца бетона вплоть до его разрушения. По результатам экспериментов были построены АЧ спектры АЭ. В настоящей статье эти данные использованы для конкретизации предложенной выше модели АЭ, а также для разработки и тестирования методики решения обратной задачи с целью восстановления структурных характеристик бетона. При изучении процессов АЭ в данном случае материал образца следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы "1", которую считаем гомогенной, и газообразной фазы "2", представляющей собой пространство пор и трещин, заполненных газообразным флюидом. Указанные фазы разделены единственной межфазной поверхностью  $S_{12}$ , которой соответствует УВП  $\Omega_{12}$ . Тогда функция источника  $A_i$  в соответствии с (3) может быть записана как:

$$A_i = \frac{1}{\rho} \left| \Delta\sigma_{ik}^{12} n_k \right| \Omega_{12} e_i^{12} = \frac{1}{\rho} \Delta\sigma_{12} \Omega_{12} e_i^{12} = \frac{\Delta\sigma_{12} \Omega_{12}}{\rho L^{12}} L^{12} e_i^{12} = v_{12}^2 L_i^{12}, \quad (5)$$

а (4) примет следующий вид:

$$v = v_{12} = \sqrt{\frac{\left| \Delta\sigma_{ik}^{12} n_k \right| \Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12} \Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma \Omega}{\rho L}}, \quad (6)$$

где  $\Delta\sigma_{12} = \left| \Delta\sigma_{ik}^{12} n_k \right| = \Delta\sigma$ ,  $L = L^{12}$ ,  $\Omega = \Omega_{12}$ . Формула (6) устанавливает связь между параметрами АЧ спектра АЭ ( $v$  и  $L$ ), а также структурными и динамическими характеристиками образца бетона ( $\Omega$  и  $\Delta\sigma$ ). При некоторых упрощающих допущениях характер зависимости частоты АЭ от структурных параметров материала можно уточнить. Пренебрегая давлением газа в пористом пространстве, в соответствии с законом Гука, можем записать следующую оценку:  $\Delta\sigma \sim E \frac{L}{r}$ , где  $r$  – характерный размер поры или трещины,  $E$  – упругий модуль.

Если структура среды такова, что  $\Omega \sim \frac{1}{r}$  [20], то, в

соответствии с (6),  $v \sim \frac{1}{r} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ . В общем случае (при других моделях среды) зависимость между  $v$  и  $r$  может быть и иной. Однако обратный пропорциональный характер изменения этих величин, по видимому, сохранится. В дальнейшем будем счи-

тать, что шкалы частот и характерных размеров разнонаправлены.

Газообразную фазу будем называть далее трещиновато-пористым пространством (ТПП). С точки зрения его внутренней структуры ТПП можно рассматривать как совокупность иногда сообщающихся между собой трещин и пор (полостей) с присущим им набором параметров – таких, например, как характерный размер, объем, морфология и площадь межфазной поверхности. Для детального изучения процессов генерации АЭ, позволяющего учесть вклад в АЧ спектр составляющих ТПП, отличающихся по значениям указанных параметров, следует ввести для них соответствующую функцию распределения (ФР). Однако, имея лишь результаты акустических измерений, в отсутствие дополнительной информации, восстановить в результате решения обратной задачи ФР, зависящую от всего вышеперечисленного набора характеристик, не представляется возможным. Поэтому в качестве основной величины, описывающей структуру ТПП, целесообразно выбрать характерный размер и ограничиться рассмотрением ФР лишь только по этому параметру, считая, что ТПП представляет собой совокупность (ансамбль) сферических полостей, радиусы которых изменяются в некотором промежутке, границы которого определяются структурой среды. Тогда радиус каждой сферической полости можно трактовать как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей ТПП.

Если считать, что полости совершают сферически-симметричные гармонические колебания, излучая продольные волны, то звуковое поле, генерируемое ими, будет безвихревым. Для его описания можно воспользоваться интегралом Кирхгофа, дающим выражение для потенциала скорости во внешней, по отношению к излучающей поверхности, области [21]:

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[ \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] dS, \quad (7)$$

где  $\Phi$  – потенциал скорости,  $r = |\mathbf{R} - \mathbf{R}_1|$ ,  $\mathbf{R}$  – радиус-вектор точки наблюдения,  $\mathbf{R}_1$  – радиус-вектор текущей точки поля,  $k$  – волновое число,  $i$  – мнимая единица,  $n$  – нормаль, направленная внутрь поверхности  $S$ . Первое слагаемое справа в (7) определяет потенциал объемных источников сферических волн, второе характеризует дипольное излучение двойного слоя. Возьмем в качестве  $S$  поверхность всех сферических полостей, которые находятся в единичном объеме материала. Предполагая, что полости совершают малые сферически-симметричные колебания с постоянной по их поверхности скоростью, а также рассматривая расстояния от центра этих полостей до точки наблюдения много большие их радиуса, будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} dS &= \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma S_j} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} dS = \\ &= - \sum_j \frac{4\pi a_j^2 v_{nj}}{4\pi b_j} e^{ikb_j} = - \sum_j \frac{Q_j}{4\pi b_j} e^{ikb_j}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $S_j$  – поверхность  $j$ -й сферической полости,  $a_j$  – ее радиус,  $b_j$  – расстояние от ее центра до точки наблюдения,  $v_{nj} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n}\right)_{S_j}$  – скорость колебаний поверхности  $j$ -й сферической полости,  $Q_j = 4\pi a_j^2 v_{nj}$  – ее объемная скорость излучения. При выводе формулы (8) учитывалось, что нормаль направлена внутрь каждой из полостей. Если поверхность  $\Sigma S_j$  полагать абсолютно мягкой, положив на ней  $\Phi = 0$  (это соответствует тому, что мы пренебрегаем давлением газа в порах и трещинах), то

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) dS = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma S_j} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) dS = 0. \quad (9)$$

Тогда поле излучения с учетом (7)–(9) может быть представлено в виде

$$\Phi(\mathbf{R}) = - \sum_j \frac{Q_j}{4\pi b_j} e^{ikb_j}. \quad (10)$$

Выбор параметров ансамбля сферических полостей должен быть осуществлен таким образом, чтобы их общая поверхность  $\Sigma S_j$ , а также общий объем  $\Sigma V_j$  ( $V_j$  – объем  $j$ -й полости), сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема образца бетона. Каждую из полостей будем рассматривать как монополю, имеющий хоть и малые (по сравнению с длиной излучаемой им волны), но конечные размеры [22]. Что же касается зависимости излучения от времени, то будем считать, что каждая из сферических полостей в (10) совершает гармонические колебания с частотой  $\nu$ , определяемой соотношением (6). Отметим, что, полагая  $v_{nj}$  постоянной на  $S_j$ , мы пренебрегаем рассеянными каждой из полостей волнами, считая монополи “прозрачными”, т.е. имеющими размеры, малые по сравнению с расстояниями между ними [22]. Будем предполагать также, что энергия, излучаемая данным ансамблем сферических полостей в единицу времени, практически совпадает с мощностью АИ, генерируемого средой. Это означает, что характерный размер в данном случае будет описывать не только структуру ТПП, но и сам процесс излучения упругих волн твердым телом. Таким образом, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью  $S_{12}$ , находящейся в единичном объеме образца, в соответствии с (10) заменяется суперпозицией полей ансамбля моно-

полей, параметры которого должны удовлетворять изложенным выше условиям.

Ранее уже предлагалось моделировать некоторые из процессов, вызывающих АЭ, излучающими сферическими полостями [1, 2]. В работах [15, 16] изолированные поры и трещины, генерирующие АЭ в твердом теле, были заменены совокупностью сферических излучателей. В данной статье предложено использовать акустически эквивалентный трещиновато-пористой среде ансамбль сферических полостей для изучения процессов АЭ при любой морфологии межфазной поверхности. Вообще говоря, ввести понятие ФР по размерам (радиусам) по отношению к произвольному ТПП, существующему в твердом теле, можно в известной степени условно. Тем не менее, это понятие (как показано ниже) позволяет более детально изучать структуру ТПП, восстанавливая по ФР излучающих сферических полостей и соответствующие распределения по размерам таких характеристик материала, как пористость и УВП. Более того, ФР сфер по их радиусу будет нести в себе информацию и о морфологии поверхности, ограничивающей ТПП. В самом деле, величина этой поверхности будет больше в том случае, когда ее кривизна достаточно быстро меняется от точки к точке (“гофрированная” поверхность), и меньше, когда такое изменение мало. Тогда, если сравнить два образца материала с одинаковой пористостью и разными  $\Omega$ , то у образца, УВП которого больше, межфазная поверхность будет более гофрированной, чем у образца с меньшей УВП. Эта особенность найдет свое отражение и в характере изменения ФР, а именно, в первом случае она в области малых радиусов будет иметь значения больше, чем во втором.

Определим ФР сферических полостей по размерам  $f(r)$  (будем называть ее далее нормированной ФР) как относительное их количество в единице объема, приходящееся на единичный интервал радиусов, с условием нормировки  $\int_0^\infty f(r) dr = 1$  [15, 16]. В общем случае ФР может зависеть от координат, однако, если предположить, что материал образца однороден, то можно считать ее постоянной во всем рассматриваемом объеме. Сферы с радиусами от  $r$  до  $r + \Delta r$  будут соответствовать составляющим ТПП, эффективный размер которых изменяется в этих же пределах. Для данного набора сферических полостей, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего ТПП), можно, согласно (6), ввести характерную частоту. В этом случае  $\Delta \sigma$ ,  $L$  и  $\Omega$  будут соответственно осредненной разностью упругих напряжений на границе излучающих сфер, осредненной амплитудой колебаний их поверхности и УВП в данном интервале изменения радиусов. В связи с введением понятия ФР и разделением ТПП на составляющие в соответствии с их характерными размерами, общее значение потенциала звукового поля в (10) можно

представить в виде суммы слагаемых, каждое из которых отвечает своему интервалу шкалы радиусов. С этой целью всю поверхность  $S_{12}$  следует разбить на части, соответствующие всем промежуткам изменения характерных размеров ТПП. Для каждой из них можно провести преобразования, аналогичные (8)–(10), и получить выражение для поинтервальных составляющих потенциала звукового поля. При этом для каждого интервала нужно использовать совокупность сферических полостей одинакового радиуса из выбранного промежутка размеров. В результате получаем выражение для рассматриваемой поинтервальной составляющей потенциала звукового поля в виде суперпозиции полей одинаковых монополей, колеблющихся с характерной частотой, соответствующей данному промежутку изменения радиусов полостей. Общее звуковое поле будет равно сумме вышеуказанных его составляющих, отвечающих всем интервалам разбиения шкалы радиусов. Помимо функции  $f(r)$  будем использовать далее ФР  $\tilde{f}(r)$ , которую назовем ненормированной, связанную с  $f(r)$  соотношением  $\tilde{f}(r) = Nf(r)$ , где  $N$  – общее количество излучающих сфер в единице объема с радиусами от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$  (минимальный и максимальный размеры соответственно). Условие нормировки для ФР  $\tilde{f}(r)$  имеет вид  $\int_0^{\infty} \tilde{f}(r) dr = N$ . Структурные характеристики материала, такие как пористость  $\phi$  и УВП  $\Omega$ , могут быть выражены через ФР  $\tilde{f}(r)$  следующим образом [16, 23]:

$$\phi = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}(r) dr, \quad \Omega = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}(r) dr. \quad (11)$$

Зная  $\tilde{f}(r)$ , согласно (11), можно определять пористость  $\phi$  и УВП  $\Omega$ , а также анализировать их распределение в зависимости от радиуса  $r$  (характерного размера ТПП), проводя интегрирование в соответствующем интервале его изменения.

### ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведем количественную интерпретацию результатов наблюдений АЭ, приведенных в работе [19]. Процедуру решения обратной задачи о восстановлении структурных характеристик материала по данным АЭ можно подразделить на три основных этапа [16]. На первом этапе должна быть проведена идентификация источников АЭ и установлена их физическая природа. На втором этапе следует определить интервал изменения характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый спектр АЭ. На третьем этапе необходимо задать

распределение  $\Delta\sigma(r)$ . Говоря о первом этапе, будем предполагать, что источником АИ является колеблющаяся поверхность  $S_{12}$ , выведенная из равновесия. По поводу второго этапа отметим следующее. Так как непосредственные данные о границах указанного интервала (соответствующего промежутку изменения радиусов полостей) отсутствуют, было взято два варианта их численных значений. В первом предполагалось, что излучает весь набор сферических полостей, радиусы которых изменяются в пределах от 1 до 100 мкм, во втором – от 1 до 250 мкм. Имея в виду третий этап, допустим, как было сказано выше, что межфазная поверхность  $S_{12}$  слабо отклоняется от ее равновесного положения, в этом случае незначительно будет меняться и ее кривизна. Применительно к набору полостей, совершающих малые сферически-симметричные колебания, это допущение эквивалентно предположению о том, что в процессе излучения слабо меняется их радиус. В этом случае  $\Delta\sigma$  для каждого  $r$  можно принять равным его минимальному значению, для которого (считая твердую фазу изотропной), в соответствии с формулой Лапласа, можно записать выражение

$$\Delta\sigma(r) = K/r, \quad (12)$$

где  $K = 2\gamma_{12}$ ,  $\gamma_{12}$  – коэффициент поверхностного натяжения [24]. Отметим, что зависимость (12) между  $\Delta\sigma$  и радиусом полости  $r$ , вообще говоря, приближенная, и справедлива она только в рамках высказанных выше предположений.

Далее будем использовать (12) для вычисления  $\Delta\sigma$ , придавая при этом величине  $K$  несколько иной смысл. Дело в том, что за счет концентрации упругих напряжений в непосредственной окрестности пор и трещин имеет место интенсивная пластическая деформация [25]. Этот эффект необходимо иметь в виду при использовании соотношения (12), учитывая, что и вблизи поверхности сферических полостей существуют зоны пластической деформации. Именно наличие таких зон может обеспечить сферически-симметричные колебания монополей. Удельная (рассчитанная на единицу площади поверхности) работа, затраченная на пластическую деформацию, может значительно (на порядок и более) превосходить величину коэффициента поверхностного натяжения  $\gamma_{12}$  [25], определяющего значение свободной поверхностной энергии, приходящейся на единицу площади. Поэтому  $K$  в (12), особенно для полостей малых радиусов, является фактически удельной работой пластической деформации. Так как непосредственное вычисление величины  $K$  ввиду недостатка информации невозможно, она рассматривалась как коэффициент пропорциональности, значение которого рассчитывалось в процессе интерпретации. Разобьем шкалу размеров излучающих сферических полостей, а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ, на промежутки.

Как отмечалось выше, эти шкалы считаются разнонаправленными, поэтому минимальному размеру  $R_{\min}$  будет поставлена в соответствие максимальная частота в АЧ спектре, а максимальному  $R_{\max}$  – минимальная. Для установления соответствия между промежуточными значениями  $v$  и  $r$  была использована линейная зависимость. Аппроксимируя интегралы суммами, с использованием (6), (11), (12) получаем

$$K = \frac{\rho}{3\varphi} \sum_{j=1}^m r_j^2 v_j^2 L_j, \quad (13)$$

$$\tilde{f}(r_j) = \frac{v_j^2 L_j \rho}{4\pi K r_j \Delta r_j}, \quad (14)$$

$$\Omega_j = 4\pi r_j^2 \tilde{f}(r_j) \Delta r_j, \quad \varphi_j = \frac{4\pi}{3} r_j^3 \tilde{f}(r_j) \Delta r_j.$$

Здесь  $m$  – число интервалов разбиения, одинаковое для шкалы размеров и шкалы частот,  $r_j$  – значение радиуса излучающей сферы, отнесенное к левому концу  $j$ -го интервала  $\Delta r_j$  шкалы размеров,  $v_j$  и  $L_j$  – значения частоты и амплитуды, отнесенные к правому концу соответствующего интервала разбиения шкалы частот,  $\varphi$  – пористость образца бетона,  $\tilde{f}(r_j)$ ,  $\Omega_j$  и  $\varphi_j$  – значения ненормированной ФР, УВП и пористости соответственно в данном интервале изменения радиусов сферических полостей, отнесенные к его левому концу.

В первом приближении коэффициент  $K$  считался постоянным во всем промежутке изменения размеров излучающих сфер и определялся согласно (13). Затем по формулам (14) вычислялись поинтервальные значения ненормированной ФР  $\tilde{f}(r_j)$ , УВП  $\Omega_j$  и пористости  $\varphi_j$ . Далее рассчитывались соответствующие значения нормированной ФР  $f(r_j)$ . При проведении расчетов во втором приближении предполагалось, что коэффициент  $K$  может принимать различные значения в каждом из интервалов изменения радиусов излучающих сфер. Это допущение моделирует ситуацию, при которой колеблющиеся участки межфазной поверхности, соответствующие различным характерным размерам ТПП, генерируют АИ в различающихся между собой физических условиях. Для определения поинтервальных значений коэффициента  $K$  была использована процедура, сводящаяся к поиску экстремума функционала, характеризующего полную (в том числе и поверхностную) свободную энергию среды [23].

Как известно, при процессах, происходящих при постоянных температуре и объеме, свободная энергия тела стремится к минимуму [24]. Для двухфазного материала его свободная энергия  $F$  может быть представлена в виде  $F = F_1 + F_2 + F_{12}$ , где  $F_1$ ,  $F_2$  и  $F_{12}$  – свободная энергия твердой, газообразной фазы и поверхностная свободная энер-

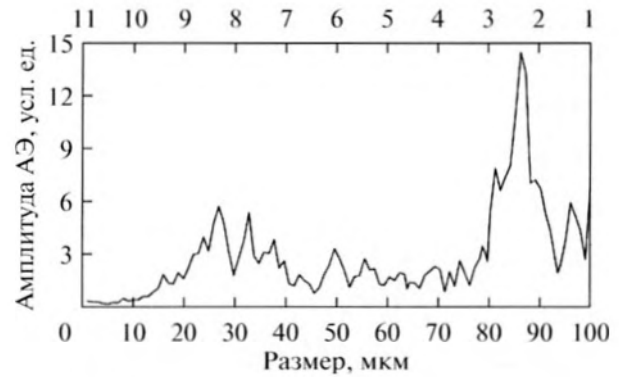
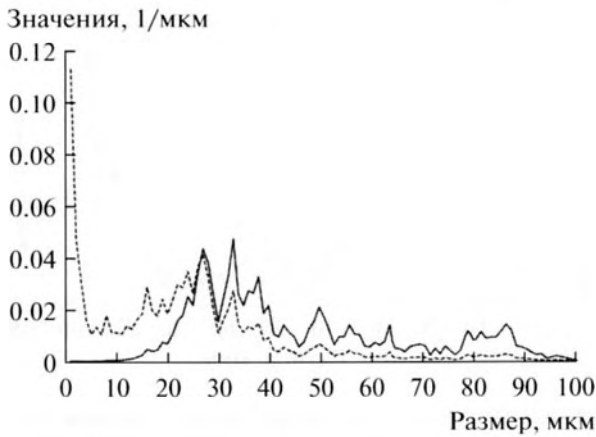


Рис. 1. Распределение относительных значений амплитуд АЭ в зависимости от радиуса (размера) излучающих сферических полостей. Верхняя шкала – частота АЭ, кГц. Минимальному размеру 1 мкм соответствует максимальная частота 11 кГц на верхней шкале.

гия, рассчитанные на единицу объема. Если считать твердую фазу изотропной, величина  $F_{12}$  может быть записана как:  $F_{12} = \gamma_{12} \Omega$  [26]. Будем предполагать, что процесс генерации АЭ происходит в условиях, когда материал образца находится в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, при котором его свободная энергия  $F$  имеет минимум. При постоянных объеме и температуре это условие, согласно приведенным выше рапостоянным объеме и температуре венствам, эквивалентно требованию минимума поверхностной свободной энергии  $F_{12}$ . Это в свою очередь означает, что (при постоянстве коэффициента поверхностного натяжения  $\gamma_{12}$ ) к минимуму стремится УВП  $\Omega$  при неизменном объеме фаз. Последнее условие подразумевает постоянство пористости. Таким образом, во втором приближении расчеты выполнялись в следующей последовательности. В каждом интервале шкалы размеров происходило варьирование коэффициента пропорциональности  $K$ , принятого в первом приближении. Затем, в соответствии с (14), вычислялись значения УВП и пористости в каждом промежутке изменения радиуса, и осуществлялся пересчет значений ФР  $\tilde{f}(r)$ . Далее по формулам  $\Omega = \sum \Omega_j$ ,  $\varphi = \sum \varphi_j$  вычислялись общая УВП  $\Omega$  и общая пористость  $\varphi$ . В качестве истинного выбирался вариант, при котором УВП была минимальной, а пористость отличалась от принятого ее значения  $\varphi = 0.1$  не более чем на десять процентов.

Распределение амплитуд в зависимости от радиуса сферических полостей, построенное на основании АЧ спектра, полученного по результатам наблюдений АЭ при разрушении образца бетона [19], приведено на рис. 1. На вертикальной оси отложена относительная амплитуда  $L/L_0 = \alpha \times 10^{B/20}$ , где  $B$  – используемая в работе [19] магнитуда (в де-



**Рис. 2.** Нормированная функция распределения  $f(r)$  при интервале изменения размеров излучающих сферических полостей 1–100 мкм. Пунктир – первое приближение, сплошная линия – второе приближение.

цибелах),  $\alpha$  – введенный для удобства постоянный множитель,  $L_0$  – уровень отсчета амплитуды, соответствующий ускорению 1 мкм/с<sup>2</sup>. Отметим, что ФР  $f(r)$ , а также рассматриваемые далее относительные распределения пористости и УВП, не зависят от размерности амплитуды. Восстановленные нормированные ФР  $f(r)$  излучающих сфер по размерам, соответствующие первому и второму приближениям, представлены на рис. 2. Анализ графиков на рис. 1 и 2 показывает, что максимумы значений относительной амплитуды в АЧ спектре АЭ хорошо коррелируют с локальными максимумами ФР второго приближения, хотя соотношение между ними для каждой из кривых различное. Можно отметить (рис. 2), что во втором при-



**Рис. 3.** Распределения относительных значений пористости. Пунктир – первое приближение, сплошная линия – второе приближение.



**Рис. 4.** Распределения относительных значений УВП. Пунктир – первое приближение, сплошная линия – второе приближение.

ближении ФР имеет в области малых радиусов существенно меньшие значения, чем ФР, полученная в первом приближении. При этом характер ее изменения в этой области размеров в большей степени соответствует распределению амплитуд АЭ в зависимости от радиуса излучающих сферических полостей. Так как второе приближение соответствует минимуму УВП, то представленные на рис. 2 результаты являются иллюстрацией сделанного выше замечания о том, что ФР по характерному размеру составляющих ТПП несет в себе информацию о величине и морфологии межфазной поверхности  $S_{12}$ .

На рис. 3 и 4 приведены распределения относительных (по отношению к  $\phi$  и  $\Omega$ ) значений пористости и УВП в зависимости от размера сферических полостей (характерного размера ТПП), соответствующие первому и второму приближениям. Анализируя графики на рис. 1, 3 и 4, нельзя не заметить взаимосвязь между максимальными значениями в распределениях пористости и УВП и максимальными значениями амплитуд в спектре АЭ. Это свидетельствует о том, что участки межфазной поверхности, отвечающие максимумам в распределениях УВП и пористости, дают основной вклад в регистрируемое АИ. С другой стороны, сравнивая график ФР второго приближения, приведенный на рис. 2, с графиками распределений пористости и УВП второго приближения на рис. 3 и 4, также можно отметить соответствие их максимумов. Однако соотношение между максимальными значениями ФР, пористости и УВП для различных интервалов размеров неодинаково. В частности, если на графике ФР второго приближения (рис. 2) главный максимум достигается в промежутке от 30 до 40 мкм, а далее значения остальных локальных максимумов  $f(r)$  по мере увеличения размеров в среднем уменьшаются, то в распределении пористости в указанном

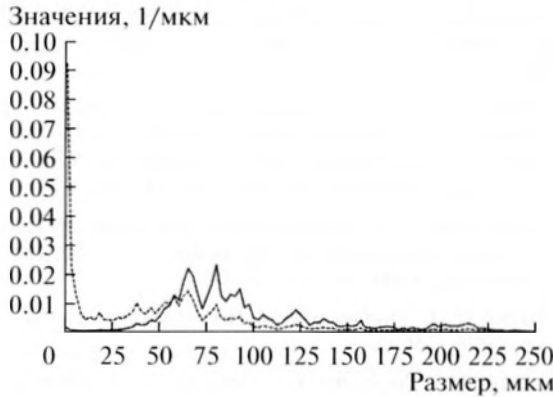


Рис. 5. Нормированная функция распределения  $f(r)$  при интервале изменения размеров излучающих сферических полостей 1–250 мкм. Пунктир — первое приближение, сплошная линия — второе приближение.

интервале наблюдается лишь локальный максимум, а глобальный находится в пределах между 80 и 90 мкм. В то же время, в распределении УВП главный максимум, так же, как и у ФР второго приближения, наблюдается между 30 и 40 мкм, а в интервале 80–90 мкм находится локальный максимум, уступающий по амплитуде только главному. Такое различие в морфологии распределений УВП и пористости связано с тем, что первая увеличивается пропорционально квадрату радиуса сферических полостей, а вторая — пропорциональна его кубу. По этой причине, например, в распределении пористости появляется главный максимум в интервале 80–90 мкм, связанный с локальным максимумом  $f(r)$  в этом же промежутке, а в распределении УВП — нет.

Выше отмечалось, что на втором этапе решения обратной задачи о восстановлении структурных характеристик материала следует определить интервал характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый АЧ спектр АЭ. Причем определение границ указанного интервала надо проводить иными, не связанными с наблюдениями сигналами АЭ-методами [16]. Чтобы подчеркнуть важность данного этапа решения обратной задачи с точки зрения его влияния на результаты количественной интерпретации, была проведена процедура восстановления ФР для интервала характерных размеров ТПП от 1 до 250 мкм. Результаты расчетов представлены на рис. 5, где приведены для этого случая графики нормированной ФР первого и второго приближений. Из рис. 5 видно, что различие в характере изменений ФР второго и первого приближений такое же, какое наблюдается на рис. 2. Вместе с тем, местоположение максимумов нормированной ФР второго приближения в данном случае иное. В частности, главный максимум ФР  $f(r)$  находится теперь в интервале от 75 до

100 мкм, а далее, с ростом размеров, амплитуды локальных максимумов (которые в среднем ниже, чем на рис. 2) также имеют тенденцию к уменьшению.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана физико-математическая модель процессов генерации АЭ и предложена методика количественной интерпретации результатов ее регистрации, базирующаяся на соотношениях, описывающих взаимосвязь между данными наблюдений АЭ и структурными параметрами среды, что позволяет учитывать относительный вклад источников, различающихся по своим характерным размерам, в различные участки АЧ спектра АЭ. Рассматриваемая в работе модель связана с целью исследования, состоящей в том, чтобы получить наиболее полную информацию о таких структурных характеристиках всего материала, как пористость и УВП. Для этого в рамках континуального подхода разрушающееся твердое тело целесообразно рассматривать как гетерогенную среду, одной из фаз которой является пространство пор и трещин. При замене реального ТПП акустически эквивалентным ему ансамблем сферических излучателей осуществляется переход к трещиновато-пористому твердому телу более простого строения. Это позволяет более детально исследовать структуру среды, восстановив такие ее характеристики, как ФР по размерам, а также соответствующие распределения пористости и УВП. В результате анализа сигналов АЭ, зарегистрированных при разрушении образца бетона, удалось построить нормированную ФР излучающих сферических полостей по их радиусам, моделирующую распределение по характерным размерам составляющих ТПП. С ее использованием были восстановлены соответствующие распределения пористости и излучающей УВП. Предложенная методика корректировки ФР, основанная на процедуре минимизации свободной поверхностной энергии и сводящаяся к поиску минимума УВП при постоянном объеме, занимаемом фазами, позволила получить результаты, лучше согласующиеся с экспериментальными данными.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-27-00059).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грешиников В.А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 276 с.
2. Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
3. Keizer J. Erkenntnisse und Folgerungen aus der Messung von Geräuschen bei Zugbeanspruchung von metallischen Werkstoffen // Archiv für das Eisenhüttenwesen. 1953, H. 1/2. S. 43–45.

4. *Анцыферов И.И., Анцыферова Н.Г., Каган Я.Я.* Сейсмоакустические исследования и проблема прогноза динамических явлений. М.: Наука, 1971. 136 с.
5. *Виноградов С.Д.* Акустические наблюдения процессов разрушения горных пород. М.: Наука, 1964. 84 с.
6. *Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В.* Временные вариации высокочастотных сейсмических шумов // *Физика земли*. 1979. № 11. С. 72–77.
7. *Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.
8. *Робсман В.А.* Трансформации акустических спектров в неоднородных твердых средах при нелинейной деформации // *Акуст. журн.* 1992. Т. 38. № 1. С. 129–143.
9. *Робсман В.А.* Накопление и хаотическое развитие нелинейных акустических процессов при динамическом нагружении геологических структур // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 2. С. 333–349.
10. *Крылов В.В., Ланда П.С., Робсман В.А.* Модель развития акустической эмиссии как хаотизация переходных процессов в связанных нелинейных осцилляторах // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 1. С. 108–120.
11. *Робсман В.А.* Нелинейная трансформация вероятностных распределений сигналов акустической эмиссии при эволюции ансамбля дефектов в твердом теле // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 6. С. 846–852.
12. *Лавров А.В., Шкуратник В.Л.* Акустическая эмиссия при деформировании и разрушении горных пород (обзор) // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 7. С. 6–18.
13. *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.
14. *Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И.* Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // *Дефектоскопия*. 1993. № 3. С. 31–36.
15. *Беликов В.Т.* Моделирование процессов акустической эмиссии в твердом теле // *Дефектоскопия*. 2008. № 6. С. 77–84.
16. *Беликов В.Т.* Восстановление структурных характеристик разрушающегося твердого тела по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии // *Дефектоскопия*. 2010. № 1. С. 56–63.
17. *Беликов В.Т.* Количественное описание процессов тепломассопереноса в литосфере // *Геология и геофизика*. 1991. № 5. С. 3–9.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
19. *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 (Suppl. 2). P. 105–110.
20. *Ромм Е.С.* Структурные модели порового пространства горных пород. Л.: Недра, 1985. 240 с.
21. *Шендеров Е.Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.
22. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
23. *Беликов В.Т., Рывкин Д.Г.* Использование амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии для восстановления функции распределения трещин по размерам // *Дефектоскопия*. 2010. № 10. С. 26–33.
24. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.
25. *Левин В.А., Морозов Е.М., Матвиенко Ю.Г.* Избранные нелинейные задачи механики разрушения. М.: Физматлит, 2004. 408 с.
26. *Беликов В.Т., Шестаков А.Ф.* Изучение временных изменений напряженного состояния геосреды в процессе разрушения // *Геология и геофизика*. 2008. № 5. С. 461–470.