

УДК 539.2

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

© 2015 г. В.Т. Беликов, Д.Г. Рывкин

Институт геофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Предложена количественная физическая модель для описания процессов акустической эмиссии и получены соотношения, связывающие параметры акустического излучения со структурно-петрофизическими характеристиками горных пород. Разработан алгоритм решения обратной задачи – восстановления структурно-петрофизических характеристик среды по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии, использованный для количественной интерпретации результатов наблюдений при фильтрации сухого газа и газожидкостной смеси в образцах горных пород. Построены функция распределения по характерным размерам составляющих трещиновато-пористого пространства и соответствующие распределения относительных значений пористости и удельной внутренней поверхности.

Интерпретация данных наблюдения акустической эмиссии при фильтрации газожидкостной смеси позволила восстановить функцию распределения по характерным размерам жидкой фазы. Показано, что уширение амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии в области максимальных значений амплитуд, наблюдающееся при фильтрации газожидкостной смеси, связано с появлением в этом интервале размеров дополнительных излучателей – капелек жидкости, взвешенных в газе.

Ключевые слова: акустическая эмиссия, горная порода, пористость, удельная внутренняя поверхность.

Введение

Под акустической эмиссией понимается излучение твердым телом упругих волн, обусловленное перестройкой его внутренней структуры [Грешников, Дробот, 1976; Баранов, 1990]. В середине прошлого века данные наблюдений акустической эмиссии стали использоваться для изучения конструкционных материалов [Keizer, 1953], а также для прогнозирования горных ударов в шахтах [Анцыферов, Анцыферова, Каган, 1971; Виноградов, 1964]. В настоящее время методы, связанные с анализом сигналов акустической эмиссии, широко применяются при решении задач контроля, диагностики и прогнозирования разрушения материалов. Физические процессы, приводящие к возникновению акустической эмиссии весьма многообразны. Среди них следует отметить прежде всего пластическую деформацию, образование и развитие трещин, фазовые превращения и т.д. [Баранов, 1990; Грешников, Дробот, 1976]. Иногда рассматриваются два вида акустической эмиссии – непрерывная и дискретная [Баранов, 1990]. Первая из них (шум) характеризуется тем, что число элементарных событий велико, а энергия, высвобождаемая при каждом из них, мала. При дискретной акустической эмиссии энергия излучаемых упругих волн и их амплитуда на много порядков превосходит энергию импульсов ее непрерывного аналога.

Характерный пример акустической эмиссии – акустическое излучение, возникающее при распространении трещины в твердом теле, стабильное состояние которой сменяется периодом, когда трещина меняет свою длину, переходя в новое состояние равновесия. Такой переход сопровождается излучением упругой волны, регистрируемой как

сигнал дискретной акустической эмиссии. Особенно часто акустическая эмиссия возникает при внешнем воздействии на хрупкие материалы гетерогенного строения. Появление её сигналов обнаружено в горных породах, являющихся гетерогенным материалом природного происхождения. Авторы работы [Рыкунов, Хаврошкин, Цыплаков, 1979] отмечают, что возможным механизмом, инициирующим появление высокочастотных сейсмических шумов в геосреде, может быть процесс, аналогичный акустической эмиссии в твердых телах.

В последнее время с появлением новых технических средств были организованы мониторинговые наблюдения акустической эмиссии в сейсмоопасных регионах с целью установления ее связи с геодинамическими процессами и катастрофическими событиями [Купцов, Ларионов, Шевцов, 2005; Гордиенко и др., 2006; Гуфельд, Корольков, Новоселов, 2009]. Подробное исследование процессов акустической эмиссии при лабораторном деформировании и разрушении крупных образцов горных пород представлено в работе [Соболев, Пономарев, 2003].

Среди проблем, которые существуют при изучении акустической эмиссии, следует отметить прежде всего сложности, связанные с ее интерпретацией, которая в настоящее время носит, в основном, качественный характер [Троянов, Астраханцев, Дьяконов, 2000; Купцов, Ларионов, Шевцов, 2005]. При этом эффективного, физически обоснованного алгоритма для всестороннего анализа результатов наблюдений акустической эмиссии в горных породах не разработано до сих пор. С этой точки зрения, в настоящее время особенно актуальна проблема количественной интерпретации экспериментальных данных. Очевидно, что методологической основой для ее решения должна стать соответствующая модель и установленная на ее основе функциональная связь между параметрами акустической эмиссии и структурно-петрофизическими характеристиками геосреды. Физико-математическая модель для количественного описания акустической эмиссии была предложена в [Алейников и др., 1992; Алейников, Беликов, Немзоров, 1993]. Позже в работе [Беликов, 2008] рассмотрена прямая задача по изучению зависимости морфологии амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии от структурных и физических характеристик разрушающегося твердого тела. В дальнейшем были сформулированы основные физические принципы алгоритма решения обратной задачи – восстановления параметров среды по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии [Беликов, 2010].

В связи с тем, что источники акустической эмиссии крайне разнообразны, в данной статье мы ограничимся рассмотрением наиболее важного с точки зрения геофизических приложений случая, когда дискретная акустическая эмиссия обусловлена колебаниями межфазных поверхностей горной породы, рассматриваемой как гетерогенная среда. Таким образом, целью работы является, во-первых, разработка алгоритма решения обратной задачи – восстановления структурных характеристик горной породы по наблюдаемому амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии, и, во-вторых, тестирование этого алгоритма на экспериментальном материале, полученном в лабораторных условиях.

Постановка задачи

В работах [Алейников и др., 1992; Алейников, Беликов, Немзоров, 1993] была предложена количественная физическая модель для описания процессов генерации акустической эмиссии и получены осредненные уравнения для распространения продольных и поперечных волн в гетерогенной среде. Для продольных волн, соответствующее соотношение имеет вид [Алейников и др., 1992]:

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

где u_i – i -я компонента смещения; c – скорость продольных волн. Функция источника A_i описывает процессы генерации акустической эмиссии, вызванной колебанием межфазных поверхностей. В соответствии с [Алейников и др., 1992], выражение для A_i можно записать в виде

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

где $\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} = \sigma_{ik}^\alpha - \sigma_{ik}^\beta$ – осредненная разность тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности (границе) $S_{\alpha\beta}$ между α -й и β -й фазами гетерогенной среды; n_k^α – осредненный вектор нормали, внешней по отношению к α -й фазе; $\Omega_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta}/V$ – удельная внутренняя поверхность, соответствующая межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$; ρ – плотность среды; V – величина объема осреднения. Поверхность $S_{\alpha\beta}$ предполагается гладкой. В выражениях (1)–(2) и далее по повторяющемуся индексу “ k ” подразумевается суммирование.

Преобразуем выражение (2) следующим образом:

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

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 $S_{\alpha\beta}$, $L_i^{\alpha\beta} = L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta}$. Величина $v_{\alpha\beta}$ – частота акустической эмиссии, соответствующая пульсациям межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$, определяемая 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, величина A_i , представленная в виде (3), описывает весь спектр источников акустической эмиссии, связанных с колебаниями различных участков межфазных поверхностей гетерогенной среды. Необходимо отметить, что согласно (4), частота $v_{\alpha\beta}$, наряду с зависимостью от удельной внутренней поверхности $\Omega_{\alpha\beta}$ и плотности среды ρ , определяется и такими осредненными параметрами, как $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ и $L^{\alpha\beta}$. Поэтому частота $v_{\alpha\beta}$ 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 $S_{\alpha\beta}$ [Беликов, 2008], отлична от нуля даже в том случае, когда отдельные участки межфазной поверхности находятся в равновесии. Параметр $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$, называемый в дальнейшем осредненной разностью упругих напряжений на межфазной границе $S_{\alpha\beta}$, принимает минимальное значение при равновесии. Тогда величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ 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 по формуле Лапласа [Ландау, Лифшиц, 1986]. В общем случае работа, производимая разностью упругих напряжений на границе фаз $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$, тратится на изменение поверхностной энергии и акустическое излучение. Таким образом, когда на поверхности $S_{\alpha\beta}$ равновесие отсутствует, величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ превышает ее минимальное значение. Будем полагать, что в процессе генерации акустической эмиссии межфазная поверхность $S_{\alpha\beta}$ слабо отклоняется от положения равновесия и её изменение (а, следовательно, и изменение поверхностной энергии) мало. В этом приближении работа разности упругих напряжений на границе фаз $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ фактически полностью расходуется на акустическое излучение, а величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ практически совпадает с ее равновесным значением.

Численные расчеты и обсуждение результатов

Авторами работы [Ипатов и др., 2004] были проведены наблюдения акустической эмиссии при фильтрации сухого газа и газожидкостной смеси в образцах горных пород. Основной причиной возникновения сигналов акустической эмиссии авторы считают колебания поверхностей трещин и пор за счет пульсационного характера течения флюида. Однако, в условиях проведения экспериментов, когда давление в установке достигало 60 МПа, возможно развитие процессов разрушения в горной породе. В этом случае акустическое излучение, генерируемое межфазной поверхностью, могло быть инициировано нарушением равновесия в окрестности растущих трещин. По результатам экспериментов были построены амплитудно-частотные спектры акустической эмиссии.

В настоящей статье эти данные использованы для разработки и тестирования алгоритма решения обратной задачи по восстановлению структурно-петрофизических характеристик среды. Сначала проведем количественную интерпретацию результатов наблюдений акустической эмиссии при фильтрации сухого газа в образце горной породы. В этом случае горную породу, считая её скелетом гомогенным, следует рассматривать как двухфазную среду, состоящую из твердой (1) и газообразной (2) фаз, разделенных межфазной поверхностью S_{12} , которой соответствует удельная внутренняя поверхность Ω_{12} . Тогда, в соответствии с (3), функция источника A_i может быть записана как

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

а выражение (4) примет вид

$$v = v_{12} = \sqrt{\frac{\left| \Delta\sigma_{ik}^{12} n_k^1 \right| \Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12} \Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma \Omega}{\rho L}}, \quad (6)$$

где $\Delta\sigma_{12} = |\Delta\sigma_{ik}^{12} n_k^1| = \Delta\sigma$; $L = L^2$; $\Omega = \Omega_{12}$. Формула (6) устанавливает связь между параметрами амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии (v и L) и структурно-петрофизическими характеристиками горных пород ($\Delta\sigma$ и Ω).

Трециновато-пористое пространство двухфазной горной породы, с точки зрения его внутренней структуры, может рассматриваться как совокупность (нередко сообщаемых между собой) трещин и пор с присущим им набором параметров, таких, например, как характерный размер, объем, морфология и площадь межфазной поверхности. Для детального изучения процессов генерации акустической эмиссии, позволяющего учесть вклад в амплитудно-частотный спектр составляющих трещиновато-пористого пространства, отличающихся по значениям указанных параметров, следует ввести для них соответствующую функцию распределения. Однако, имея лишь результаты акустических измерений, практически невозможно восстановить в результате решения обратной задачи эту функцию, зависящую от всего вышеперечисленного набора характеристик. Поэтому в качестве основной величины, описывающей структуру трещиновато-пористого пространства, целесообразно выбрать характерный размер и ограничиться рассмотрением функции распределения только по этому параметру, считая, что трещиновато-пористое пространство есть совокупность (ансамбль) сфер, радиусы которых изменяются в определенном промежутке с границами, определяемыми структурой среды. В таком случае радиус каждой сферы можно трактовать как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей пространства пор и трещин. При этом необходимо потребовать, чтобы суммарный объем и общая поверхность указанной совокупности сфер сколь угодно мало отличались от значений этих характеристик трещиновато-пористого пространства реальной горной породы. Кроме того, будем полагать, что энергия, излучаемая данным ансамблем сфер в единицу времени (при этом каждую из сфер можно рассматривать как монополь [Исакович, 1973]), практически совпадает с мощностью акустического излучения, генерируемого средой.

Ранее уже предлагалось моделировать некоторые из процессов, вызывающих акустическую эмиссию излучающими сферическими полостями [Грешников, Дробот, 1976; Баранов, 1990]. В работах [Беликов, 2008, 2010] изолированные поры и трещины, генерирующие акустическую эмиссию в твердом теле, были заменены совокупностью сферических излучателей. В данной статье предложено использовать ансамбль сфер для изучения процессов акустической эмиссии при любой геометрии поверхности, ограничивающей трещинную фазу. Вообще говоря, понятие функции распределения по размерам (радиусам) по отношению к произвольному трещиновато-пористому пространству, существующему в реальной горной породе, может быть применено в известной степени условно. Тем не менее, как мы увидим ниже, это понятие позволяет более детально изучать структуру трещиновато-пористого пространства, восстанавливая по функции распределения излучающих сфер и соответствующие распределения по размерам таких характеристик горной породы, как пористость и удельная внутренняя поверхность. Более того, функция распределения сфер по их радиусу будет нести в себе информацию и о морфологии внутренней поверхности трещиновато-пористого пространства. В самом деле, величина этой поверхности будет больше, когда ее кривизна достаточно быстро меняется от точки к точке (“гофрированная” поверхность), и меньше, когда это изменение мало. Тогда при сравнении двух образцов горной породы с одинаковой пористостью и разными Ω у образца с большей удельной внутренней поверхностью межфазная поверхность “скелет–поры” будет более гофрированной, чем у образца с меньшей удельной внутренней поверхностью. Эта особенность найдет свое

отражение и в характере изменения функции распределения, а именно, в первом случае в области малых радиусов она будет иметь большие значения, чем во втором. Подобная замена пространства пор и трещин ансамблем сфер (при оговоренных выше предположениях) может быть использована при изучении процессов акустической эмиссии для любой фазы гетерогенной среды. Для трещинной фазы горной породы функцию распределения сфер по размерам $f(r)$, которую далее будем называть нормированной, определим как относительное количество сфер в единице объема, приходящееся на единичный интервал радиусов, с условием нормировки $\int_0^{\infty} f(r)dr = 1$ [Беликов, 2008, 2010]. Сферы с радиусами от r до $r+\Delta r$ будут соответствовать составляющим трещино-пористого пространства горной породы, эффективный размер которых меняется в тех же пределах. Для данного набора сфер, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего пространства пор и трещин), можно, согласно (6), ввести характерную частоту. В этом случае $\Delta\sigma$, L и Ω будут соответственно осредненными разностью упругих напряжений на границе излучающих сфер, амплитудой колебаний их поверхности и удельной внутренней поверхностью в данном интервале изменения радиусов. Измеряемые структурные характеристики горной породы, такие как пористость ϕ и удельная внутренняя поверхность Ω , определяются следующим образом [Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2010]:

$$\phi = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}(r) dr; \quad \Omega = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}(r) dr. \quad (7)$$

Причем для того, чтобы размерность Ω соответствовала общепринятой (м^{-1}), а ϕ было безразмерным, в (7) использована функция распределения $\tilde{f}(r)$, связанная с $f(r)$ соотношением $\tilde{f}(r) = Nf(r)$, где N – общее количество сфер в единице объема с радиусами от R_{\min} до R_{\max} (минимальный и максимальный размеры соответственно). Таким образом, $\tilde{f}(r)$ – это количество сфер в единице объема, приходящееся на единичный интервал радиусов. Условие нормировки для $\tilde{f}(r)$ выглядит так $\int_0^{\infty} \tilde{f}(r)dr = N$. Зная $\tilde{f}(r)$, в соответствии с (7), можно определять пористость ϕ и удельную внутреннюю поверхность Ω , а также изучать их распределение в зависимости от радиуса r (характерного размера трещиновато-пористого пространства), производя интегрирование в соответствующем интервале его изменения.

Алгоритм решения обратной задачи по восстановлению структурно-петрофизических характеристик горных пород по данным наблюдений акустической эмиссии может быть разделён на три основных этапа [Беликов, 2010], на первом из которых должна быть проведена идентификация источников акустической эмиссии и установлена их физическая природа. На втором этапе следует определить интервал характерных размеров составляющих трещиновато-пористого пространства, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый спектр акустической эмиссии; на третьем необходимо задать распределение $\Delta\sigma(r)$. Будем предполагать, что излучает весь набор сфер, размеры которых меняются в пределах от 1 до 100 мкм [Инатов и др., 2004]. Переходя к третьему этапу, допустим, как это сказано выше, что межфазная поверхность S_{12} слабо отклоняется от своего равновесного положения; в этом случае незначительно будет меняться и ее кривизна. Применительно к набору сфер, совершающих сферически симметричные колебания, такое допущение эквивалентно предположению о том, что

их радиус в процессе излучения меняется мало. В этом случае $\Delta\sigma$ для каждого r можно принять равным его минимальному значению. Тогда, если твердую фазу считать изотропной, зависимость $\Delta\sigma(r)$, в соответствии с формулой Лапласа, примет вид

$$\Delta\sigma(r) = K/r, \quad (8)$$

где $K = 2\gamma_{12}$ – коэффициент пропорциональности, γ_{12} – коэффициент поверхностного натяжения [Ландау, Лифшиц, 1964]. Вследствие того, что экспериментальные данные о величине γ_{12} отсутствуют, и учитывая также, что связь между $\Delta\sigma$ и r , описываемая формулой (8), вообще говоря, приближенная, значение K будем рассчитывать в процессе интерпретации. Разобьем шкалу размеров излучающих сфер, а также шкалу частот в амплитудно-частотном спектре акустической эмиссии на промежутки. Причем, в силу того, что эти шкалы разнонаправлены, минимальному размеру R_{\min} будет поставлена в соответствие максимальная частота в амплитудно-частотном спектре, а максимальному R_{\max} – минимальная. Тогда, аппроксимируя интегралы суммами, с использованием (6)–(8) получим

$$K = \frac{\rho}{3\varphi} \sum_{j=1}^n r_j^2 v_j^2 L_j, \quad (9)$$

$$\tilde{f}(r_j) = \frac{v_j^2 L_j \rho}{4\pi K r_j \Delta r_j}; \quad \Omega_j = \frac{v_j^2 L_j \rho r_j}{K}; \quad \varphi_j = \frac{v_j^2 L_j \rho r_j^2}{K}. \quad (10)$$

В (9)–(10) приняты следующие обозначения: n – число интервалов разбиения, одинаковое для шкалы размеров и шкалы частот; r_j – значение радиуса излучающей сферы, отнесенное к левому концу j -го интервала Δr_j шкалы размеров; v_j и L_j – значения частоты и амплитуды, отнесенные к правому концу соответствующего интервала разбиения шкалы частот; φ – пористость образца горной породы; $\tilde{f}(r_j)$, Ω_j и φ_j – значения ненормированной функции распределения, удельной внутренней поверхности и пористости, отнесенные к левому концу данного интервала изменения радиусов сфер. Принятое нами значение пористости $\varphi=0.15$ соответствовало её среднему значению для коллекции образцов, использованной в работе [Инатов и др., 2004].

В первом приближении коэффициент K считался постоянным во всем промежутке изменения размеров излучающих сфер и определялся в соответствии с (9). Затем по формулам (10) вычислялись поинтервальные значения Ω_j , пористости φ_j и ненормированной функции распределения $\tilde{f}(r_j)$, после чего рассчитывались соответствующие значения нормированной функции распределения $f(r_j)$.

Во втором приближении считалось, что коэффициент K может принимать различные значения в каждом из интервалов изменения радиусов излучающих сфер. Это предположение моделирует ситуацию, при которой колеблющиеся участки межфазной поверхности трещиновато-пористого пространства горной породы находится во включениях с различными физическими (в том числе и упругими) характеристиками. Для определения поинтервальных значений коэффициента K была использована процедура, сводящаяся к поиску экстремума функционала, характеризующего полную (в том числе и поверхностную) свободную энергию среды [Беликов, Рывкин, 2010].

Известно, что в процессах, происходящих при постоянных температуре и объеме, свободная энергия тела стремится к минимуму [Ландау, Лифшиц, 1964]. Для двухфазной горной породы ее свободная энергия F может быть представлена как

$F = F_1 + F_2 + F_{12}$, где F_1 – свободная энергия твердой фазы, F_2 – газообразной, F_{12} – поверхностная, рассчитанные на единицу объема. Если считать твердую фазу изотропной, величина F_{12} может быть записана в виде $F_{12} = \gamma_{12}\Omega$ [Беликов, Шестаков, 2008]. Будем предполагать, что процесс генерации акустической эмиссии происходит в условиях, когда горная порода находится в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, при котором ее свободная энергия F имеет минимум. В соответствии с приведенными выше равенствами, при постоянных объеме и температуре это условие эквивалентно требованию минимума поверхностной свободной энергии F_{12} . В свою очередь, это означает, что (при постоянстве коэффициента поверхностного натяжения γ_{12}) к минимуму стремится удельная внутренняя поверхность Ω 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 по формулам (10) вычислялись значения удельной внутренней поверхности и пористости в каждом промежутке изменения радиуса и осуществлялся пересчет значений функции распределения $\tilde{f}(r)$. При этом в выражении (10) коэффициент K брался равным его значению в данном интервале изменения размеров. Далее вычислялись общая удельная внутренняя поверхность Ω и общая пористость $\tilde{\phi}$ по формулам $\Omega = \sum \Omega_j$ и $\tilde{\phi} = \sum \phi_j$. В качестве истинного выбирался вариант, при котором значение Ω минимально, а величина $\tilde{\phi}$ отличается от ϕ не более чем на 15 %.

Распределение амплитуд L в зависимости от радиуса, рассчитанное с использованием амплитудно-частотного спектра, полученного по результатам наблюдения акустической эмиссии при фильтрации сухого газа [Инатов и др., 2004], приведено на рис. 1, а. Восстановленные для этого случая нормированные функции распределения $f(r)$ излучающих сфер по размерам, соответствующие первому и второму приближениям, представлены на рис. 1, б (далее функцию распределения $f(r)$ второго приближения мы иногда будем называть исправленной).

На приведенных графиках (рис. 1, а и б) можно видеть, что область максимальных значений амплитуд хорошо коррелирует с областью максимальных значений исправленной функции распределения $f(r)$. При сравнении нормированных функций распределения, полученных в первом (при постоянном K) и втором приближениях, необходимо отметить, что во втором случае в области малых радиусов значения функции существенно меньше, чем в первом. При этом морфология функции распределения в этой области размеров в большей степени соответствует распределению амплитуд акустической эмиссии в зависимости от радиуса излучающих сфер.

На рис. 1, в приведены распределения относительных (по отношению к ϕ и Ω) значений пористости и удельной внутренней поверхности в зависимости от характерного размера трещиновато-пористого пространства, соответствующие второму приближению. При сравнении графиков на рис. 1, а и 1, в можно также отметить взаимосвязь областей максимальных значений в распределениях пористости и удельной внутренней поверхности с областью максимальных значений амплитуд акустической эмиссии. Это указывает на то, что основной вклад в регистрируемое акустическое излучение вносят участки межфазной поверхности трещиновато-пористого пространства именно из этого интервала характерных размеров.

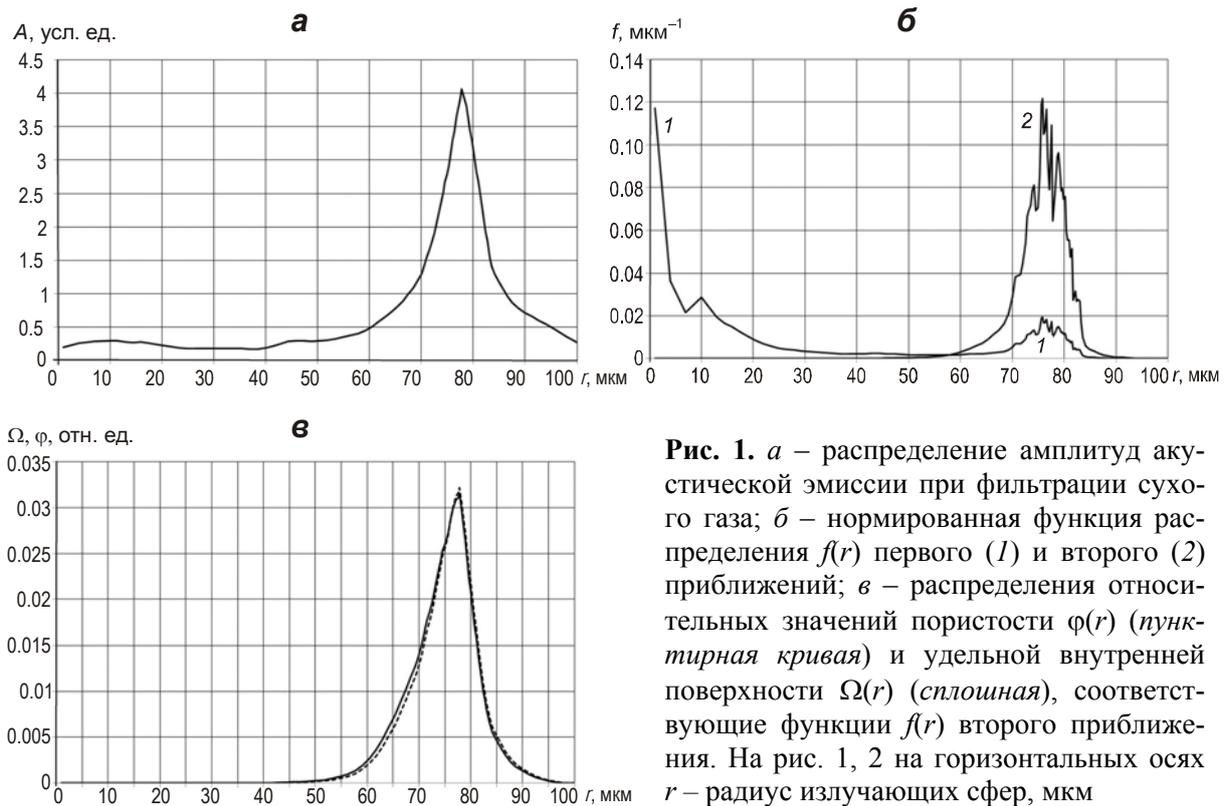


Рис. 1. а – распределение амплитуд акустической эмиссии при фильтрации сухого газа; б – нормированная функция распределения $f(r)$ первого (1) и второго (2) приближений; в – распределения относительных значений пористости $\varphi(r)$ (пунктирная кривая) и удельной внутренней поверхности $\Omega(r)$ (сплошная), соответствующие функции $f(r)$ второго приближения. На рис. 1, 2 на горизонтальных осях r – радиус излучающих сфер, мкм

Рассмотрим вопрос об интерпретации экспериментальных данных по амплитудно-частотному спектру, полученному в ходе регистрации акустической эмиссии при фильтрации газожидкостной смеси в образце горной породы. Когда трещиновато-пористое пространство заполнено двухфазным газожидкостным флюидом, необходимо рассматривать три фазы – твердую (1), жидкую (2) и газообразную (3), – разделенные межфазными поверхностями S_{12} , S_{13} , S_{23} , которым соответствуют удельные внутренние поверхности Ω_{12} , Ω_{13} , Ω_{23} . Дисперсность взвешенных в газе жидких капель будем считать такой, что можно пренебречь поверхностью соприкосновения “жидкость–твердое тело” по сравнению с поверхностями “жидкость–газ” и “газ–твердое тело”. С учетом этого предположения в соответствии с (3) получим

$$A_i = \frac{1}{\rho} (\Delta\sigma_{13}\Omega_{13}e_i^{13} + \Delta\sigma_{23}\Omega_{23}e_i^{23}) = \frac{1}{\rho} |\Delta\sigma_{13}\Omega_{13}e_i^{13} + \Delta\sigma_{23}\Omega_{23}e_i^{23}| e_i^{ef} = \frac{\Delta\sigma_{ef}\Omega_{ef}}{\rho} e_i^{ef} = \tag{11}$$

$$= \frac{\Delta\sigma_{ef}\Omega_{ef}L^{ef}}{\rho L^{ef}} e_i^{ef} = \frac{\Delta\sigma_{ef}\Omega_{ef}}{\rho L^{ef}} L_i^{ef} = v_{ef}^2 L_i^{ef},$$

где $S_{ef} = S_{13} + S_{23}$ – общая (эффеkтивная) излучающая межфазная поверхность; $\Omega_{ef} = S_{ef}/V = \Omega_{13} + \Omega_{23}$; $\Delta\sigma_{ef}$ – средневзвешенный по S_{13} и S_{23} модуль осредненного вектора силы, действующей на единицу площади поверхности S_{ef} ; e_i^{ef} – единичный вектор в её направлении; L^{ef} – осредненная (по межфазной поверхности S_{ef}) амплитуда колебаний; $L_i^{ef} = L^{ef} e_i^{ef}$; v_{ef} – частота, имеющая вид

$$v_{ef} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{ef}\Omega_{ef}}{\rho L^{ef}}}. \tag{12}$$

Введем два ансамбля излучающих сфер, соответствующих газовой и жидкой фазам, объединив их в соответствии с (11)–(12) в один, который будем описывать эффективными параметрами $\Delta\sigma_{ef}$, L^{ef} и Ω_{ef} . В этом случае $\Delta\sigma_{ef}$, L^{ef} и Ω_{ef} будут соответственно характеризовать осредненную разницу упругих напряжений на границе излучающих сфер, амплитуду колебаний их поверхности и удельную внутреннюю поверхность в данном интервале радиусов объединенного ансамбля. Параметры L^{ef} и v_{ef} соответствуют полученным в эксперименте данным по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии. С учетом (7) можно записать

$$\Omega_{23} = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}_2(r) dr = \Omega_{ef} - \Omega_{13} = \Omega_{ef} - \Omega, \quad (13)$$

$$\varphi_2 = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}_2(r) dr, \quad (14)$$

где $\tilde{f}_2(r)$ – ненормированная функция распределения жидкой фазы; φ_2 – доля объема, занимаемая этой фазой. В соответствии со сделанным выше предположением о пренебрежении поверхностью соприкосновения “жидкость–твердое тело”, мы опустили в выражении (13) слагаемое Ω_{12} , а также учли, что в данном приближении $\Omega_{13} = \Omega$ – удельная внутренняя поверхность скелета горной породы. Последнее утверждение учитывает также и то, что для изучения процессов акустической эмиссии при фильтрации газожидкостной смеси использовался тот же образец, через который фильтровался сухой газ [Ипатов и др., 2004]. Интервал изменения размеров объединенного ансамбля излучающих сфер, точки разбиения, а также соответствующая область частот в спектре акустической эмиссии и ее точки разбиения были взяты такими же, как и в рассмотренном выше случае двухфазной среды. Зависимость $\Delta\sigma_{ef}(r)$ была выбрана в виде

$$\Delta\sigma_{ef}(r) = K_{ef}/r. \quad (15)$$

где K_{ef} – коэффициент, подлежащий определению. Разбивая интервалы частот и размеров на промежутки и заменяя интегралы суммами, с использованием (12)–(15) получим

$$K_{ef} = \frac{\rho}{3(\varphi_2 + \varphi)} \sum_{j=1}^n v_{eff}^2 L_j^{ef} r_j^2; \quad \tilde{f}_2(r_j) = \frac{v_{eff}^2 L_j^{ef} \rho r_j - K_{ef} \Omega_j}{4\pi r_j^2 K_{ef} \Delta r_j}; \quad (16)$$

$$\varphi_{2j} = \frac{4\pi}{3} r_j^3 \tilde{f}_2(r_j) \Delta r_j; \quad \Omega_{23j} = 4\pi r_j^2 \tilde{f}_2(r_j) \Delta r_j. \quad (17)$$

При проведении расчетов в первом приближении коэффициент K_{ef} предполагался одинаковым во всем интервале характерных размеров и рассчитывался по первой формуле (16). По второму соотношению (16) вычислялись поинтервальные значения функции распределения $\tilde{f}_2(r)$, а затем согласно (17) – величины φ_{2j} и Ω_{23j} . Далее рассчитывались значения нормированной функции распределения $f_2(r)$. Во втором приближении в каждом интервале шкалы размеров происходило варьирование коэффициента пропорциональности K_{ef} , полученного в первом приближении. После этого по формулам (16), (17) осуществлялся пересчет значений $\tilde{f}_2(r_j)$, φ_{2j} и Ω_{23j} , затем вычислялись Ω_{23} и φ_2 .

Так как поверхностная свободная энергия в данном случае определяется как $F_S = F_{13} + F_{23} = \gamma_{13} \Omega_{13} + \gamma_{23} \Omega_{23} = \gamma_{13} \Omega + \gamma_{23} \Omega_{23}$, то при постоянстве γ_{13} , γ_{23} и известной (и

фиксированной) Ω условие минимума F_S равносильно требованию минимума величины Ω_{23} . Поэтому в качестве истинного выбирался вариант, при котором удельная внутренняя поверхность Ω_{23} была минимальной, а вычисленное значение φ_2 отличалось от заданного не более чем на 15 %. Согласно (16)–(17), для определения поинтервальных значений $\tilde{f}_2(r_j)$, φ_{2j} , Ω_{23j} необходимо знать величину доли объема, занимаемого жидкой фазой φ_2 . При этом не при всех её значениях в рамках рассматриваемой модели можно получить физически допустимые результаты. Причина этого заключается в том, что взаимосвязь между φ_2 и Ω_{23} нам неизвестна. Поэтому, когда мы независимо задаем величину φ_2 , может оказаться, что при ее относительно небольших значениях в некоторых интервалах $\Omega_{eff} = v_{eff}^2 L_j^{ef} \rho r_j / K_{ef} \leq \Omega_j$, в то время как неравенство $\Omega_{ef} > \Omega$ выполняется. Тогда, в соответствии со второй формулой (16), в этих же интервалах функция распределения $\tilde{f}_2(r_j)$ будет отрицательной. При принятом нами $\varphi=0.15$ такая ситуация возникает при $\varphi_2=0.136$.

Приведенное на рис. 2, а распределение амплитуд акустической эмиссии, зарегистрированной при фильтрации газовой смеси, в зависимости от радиуса излучающих сфер построено на основании соответствующего амплитудно-частотного спектра, полученного в [Ипатов и др., 2004]. Из сравнения графиков на рис. 1, а и 2, а следует, что наблюдаемая амплитуда акустической эмиссии при фильтрации газожидкостной смеси существенно превышает соответствующие значения амплитуд при

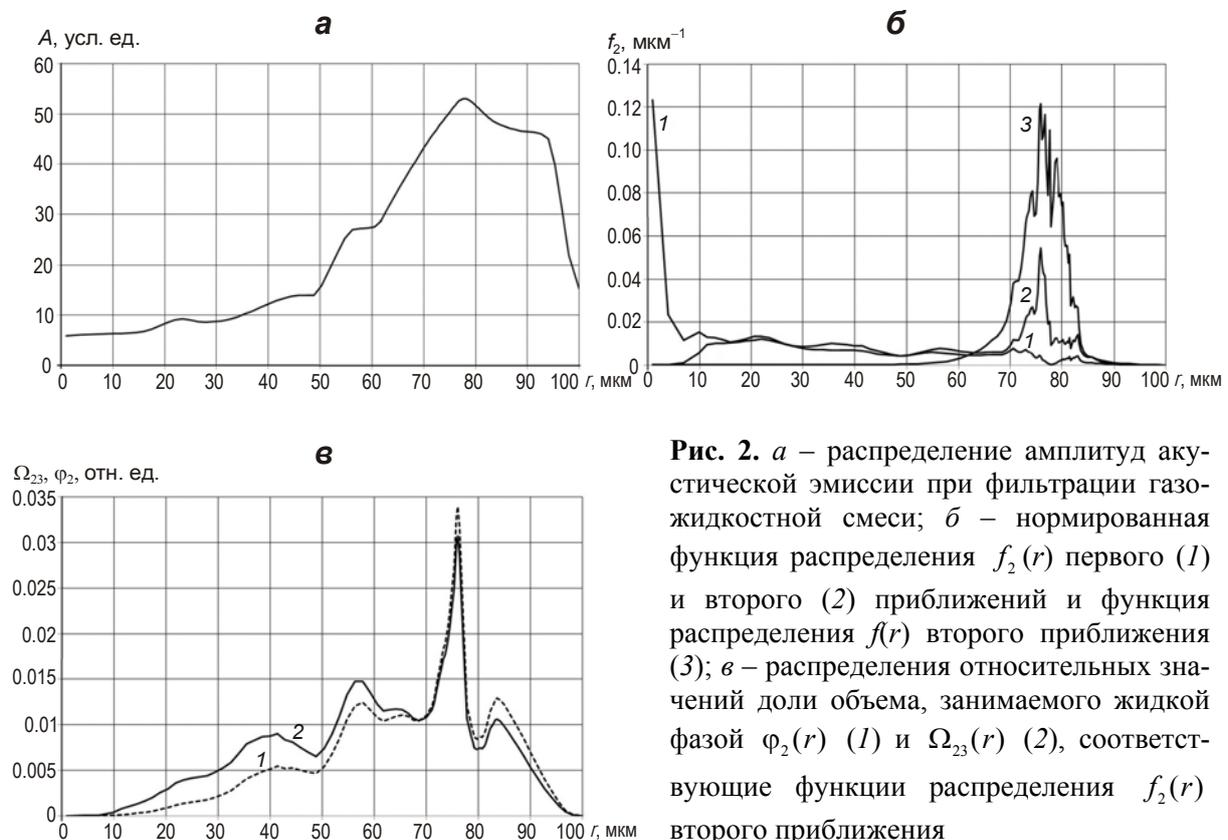


Рис. 2. а – распределение амплитуд акустической эмиссии при фильтрации газожидкостной смеси; б – нормированная функция распределения $f_2(r)$ первого (1) и второго (2) приближений и функция распределения $f(r)$ второго приближения (3); в – распределения относительных значений доли объема, занимаемого жидкой фазой $\varphi_2(r)$ (1) и $\Omega_{23}(r)$ (2), соответствующие функции распределения $f_2(r)$ второго приближения

фильтрации сухого газа. По-видимому, это связано с тем, что в данном случае увеличивается вклад в L^{ef} относительно высоких (по сравнению с L) значений амплитуд колебаний пузырьков жидкости.

На рис. 2, б представлены нормированные функции распределения жидкой фазы $f_2(r)$, полученные в первом (кривая 1) и втором (исправленная, кривая 2) приближениях, а также функция распределения $f(r)$ второго приближения (кривая 3). На рис. 2, а, б можно видеть, что область максимальных значений амплитуд акустической эмиссии хорошо коррелирует с областями максимальных значений исправленных функций распределения $f(r)$ и $f_2(r)$. Если же сравнивать нормированные функции $f_2(r)$, полученные в первом и втором приближениях, то необходимо отметить их существенное различие в области малых размеров, аналогичное тому, которое наблюдалось для функции распределения $f(r)$ (см. рис. 1, б). Кроме того, как следует из графиков на рис. 2, б, максимальные значения исправленной функции $f_2(r)$ находятся приблизительно в той же области радиусов, что и максимальные значения $f(r)$ второго приближения. Это свидетельствует о том, что фильтрация газовой смеси в основном происходит по составляющим трещиновато-пористого пространства, характерные размеры которых лежат в данном интервале.

На рис. 2, в приведены распределения относительных (по отношению к Ω_{23} и φ_2) значений $\Omega_{23}(r)$ и $\varphi_2(r)$, соответствующие функции распределения $f_2(r)$ второго приближения. Сравнивая графики на рис. 2, а и 2, в, можно отметить, что область размеров, в которой регистрируются максимальные значения амплитуд акустической эмиссии, соответствует областям максимальных значений в распределениях $\Omega_{23}(r)$ и $\varphi_2(r)$. Кроме того, морфология этих распределений позволяет сделать вывод, что уширение в этой области размеров (и частот) амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии при фильтрации газожидкостной смеси по сравнению со спектром для сухого газа (см. рис. 1, а) обусловлено появлением дополнительных излучателей, а именно пузырьков жидкости.

Заключение

Предложенная методика количественной интерпретации результатов наблюдений акустической эмиссии базируется на соотношениях, описывающих взаимосвязь между параметрами акустического излучения и структурно-петрофизическими характеристиками горной породы. Методика позволяет учитывать относительный вклад источников, отличающихся по своим характерным размерам, в различные участки амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии.

При интерпретации сигналов акустической эмиссии, зарегистрированных при фильтрации сухого газа в образце горной породы, удалось построить нормированную функцию распределения излучающих сфер по их радиусам, которая моделирует распределение по характерным размерам составляющих трещиновато-пористого пространства. С использованием этой функции были восстановлены соответствующие распределения пористости и удельной внутренней поверхности.

По результатам интерпретации наблюдений акустической эмиссии при фильтрации газожидкостной смеси была построена функция распределения по характерным размерам жидкой фазы. Показано, что уширение амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии в области максимальных значений амплитуд, наблюдавшееся

при фильтрации газожидкостной смеси, связано с появлением в этом интервале размеров дополнительных излучателей, каковыми являются взвешенные в газе капельки жидкости.

Предложенная методика корректировки функции распределения, основанная на процедуре минимизации свободной поверхностной энергии и сводящаяся к поиску минимума излучающей удельной внутренней поверхности при постоянном объеме, занимаемом фазами (в случае двухфазной среды – пористости ϕ), позволила получить результаты, которые лучше согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований УРО РАН, проекты №№ 15-18-5-19, 15-2-5-32.

Литература

- Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И.* Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С.31–36.
- 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.
- Анцыферов И.И., Анцыферова Н.Г., Каган Я.Я.* Сейсмоакустические исследования и проблема прогноза динамических явлений. М.: Наука, 1971. 136 с.
- Баранов В.М.* Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- Беликов В.Т.* Моделирование процессов акустической эмиссии в твердом теле // Дефектоскопия. 2008. № 6. С.77–84.
- 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 амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии для восстановления функции распределения трещин по размерам // Дефектоскопия. 2010. № 10. С.26–33.
- Беликов В.Т., Шестаков А.Ф.* Изучение временных изменений напряженного состояния геосреды в процессе разрушения // Геология и геофизика. 2008. № 5. С.461–470.
- Виноградов С.Д.* Акустические наблюдения процессов разрушения горных пород. М.: Наука, 1964. 84 с.
- Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Купцов А.В., Ларионов И.А., Марапулец Ю.В., Рутенко А.Н., Шевцов Б.М.* Геоакустическая локация областей подготовки землетрясений // Докл. РАН. 2006. Т. 407, № 5. С.669–672.
- Грешников В.А., Дробот Ю.Б.* Акустическая эмиссия. М.: Издательство стандартов, 1976. 272 с.
- Гуфельд И.А., Корольков А.В., Новоселов О.Н.* Отражение геодинамических процессов в локальной геоакустической эмиссии // Вулканология и сейсмология. 2009. № 6. С.62–73.
- Ипатов А.И., Городнов А.В., Ипатов С.И., Марьенко Н.Н., Петров Л.П., Скопинцев С.П.* Исследование амплитудно-частотных спектров сигналов акустического и электромагнитного шума при фильтрации флюидов в породах // Геофизика. 2004. № 2. С.25–30.
- Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- Купцов А.В., Ларионов И.А., Шевцов Б.М.* Особенности геоакустической эмиссии при подготовке землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2005. № 5. С.45–59.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В.* Временные вариации высокочастотных сейсмических шумов // Физика Земли. 1979. № 11. С.72–77.
- Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.

Троянов А.К., Астраханцев Ю.Г., Дьяконов Б.П. Трехкомпонентный геоакустический каротаж – методическое и аппаратурнопрограммное обеспечение // Каротажник. 2000. Вып. 68. С.17–33.

Keizer J. Erkenntnisse und Folgerungen aus der Messung von Gerauschen bei Zugbeanspruchung von metallischen Werkstoffen // Archiv fur das Eisenhüttenwesen. 1953. Н 1/2. S.43–45.

Сведения об авторах

БЕЛИКОВ Виктор Тихонович – доктор физико-математических наук, заместитель директора по науке, Институт геофизики УрО РАН. 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 100. Тел.: 8(343) 267-88-88. E-mail: belik2a@mail.ru

РЫВКИН Давид Гамшеевич – старший научный сотрудник, Институт геофизики УрО РАН. 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 100. Тел.: 8(343) 267-88-89. E-mail: davryvkin@mail.ru

ON THE USE OF OBSERVATIONS OF ACOUSTIC EMISSION FOR RECOVERY OF STRUCTURAL CHARACTERISTICS OF ROCKS

V.T. Belikov, D.G. Ryvkin

Institute of Geophysics, the Ural Branch of RAS, Yekaterinburg, Russia

Abstract. A quantitative physical model describing the acoustic emission is proposed. The relations between the parameters of acoustic radiation and structural-petrophysical properties of rocks have been obtained. An algorithm is developed to solve the inverse problem of detection of structural and petrophysical characteristics of the medium with the use of the amplitude-frequency spectrum of acoustic emission. The proposed algorithm is used for quantitative interpretation of the results during the observations of dry gas and gas-liquid mixture filtration in rock samples. As a result, the distribution function of the characteristic size of fractured porous space and the corresponding distribution of the relative values of porosity and specific inner surface were calculated. The interpretation of observational data of acoustic emission during gas-liquid mixture filtration allowed us to recover the distribution function of the characteristic size of the liquid phase. It is shown that broadening of the amplitude-frequency spectrum of acoustic emission near maximum amplitudes observed in gas-liquid mixture filtering, correlates with the appearance of additional emitters – droplets of liquid suspended in gas in this size range.

Keywords: acoustic emission, rock, porosity, specific internal surface.