

УДК 550.343

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ОБРАЗЦА ГРАНИТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

© 2022 г. В. Т. Беликов^{а, *}, И. А. Козлова^{а, **}, Д. Г. Рывкин^{а, ***}, А. К. Юрков^{а, ****}

^аИнститут геофизики УрО РАН, ул. Амундсена, 100, Екатеринбург, 620016 Россия

*e-mail: belik2a@mail.ru

**e-mail: ikozlova75@mail.ru

***e-mail: davryvkin@mail.ru

****e-mail: akyurkov@mail.ru

Поступила в редакцию 14.09.2021 г.

После доработки 10.11.2021 г.

Принята к публикации 02.02.2022 г.

Проведена количественная интерпретация экспериментальных данных по двум амплитудно-частотным спектрам акустической эмиссии, зарегистрированным в процессе одноосного нагружения образца гранита, вплоть до его разрушения. Методика интерпретации разработана с использованием модели дискообразных трещин. Результаты исследования позволили проанализировать характер изменения структурных параметров образца, а также особенности развития процесса его разрушения в течение промежутка времени между моментами регистрации спектров.

Ключевые слова: гранит, разрушение, акустическая эмиссия, трещина

DOI: 10.31857/S0203030622030014

ВВЕДЕНИЕ

Существующие модели подготовки землетрясений в значительной степени основаны на данных о процессе трещинообразования и условиях его локализации при переходе к стадии быстрого разрушения. Например, в модели лавинно-неустойчивого трещинообразования предполагается, что в условиях длительного действия медленно меняющихся по величине нагрузок в некоторых областях горного массива растет число и размер трещин. Когда концентрация трещин достигает некоторой критической величины, происходит их слияние и среда переходит в стадию быстрого разрушения, завершающуюся катастрофическим событием [Соболев, Пономарев, 2003]. Особенности развития процессов разрушения в геосреде во многом определяется закономерностями временных изменений ее структурных параметров, которые могут быть исследованы на основе лабораторных экспериментов с использованием образцов горных пород. Информация об изменении структурных характеристик образца, подвергнутого одноосному сжатию, может быть получена в результате анализа экспериментального материала по наблюдениям сигналов акустической эмиссии (АЭ) [Грешников, Дробот, 1976; Дамаскинская и др., 2018, 2021; Schiavi et al.,

2011; Niccolini et al., 2010; Смирнов и др., 2010]. Если имеются данные по амплитудно-частотным (АЧ) спектрам АЭ, зафиксированным в различные моменты времени, их количественная интерпретация дает возможность исследовать особенности изменений структурных характеристик твердого тела по мере развития процесса разрушения. С использованием двух АЧ спектров, построенных по результатам наблюдений АЭ при разрушении образца бетона [Schiavi et al., 2011; Niccolini et al., 2010], в работе [Беликов, Рывкин, 2016] были восстановлены структурные характеристики материала на моменты регистрации спектров, а также проведен сравнительный анализ полученных данных. Аналогичное исследование было проведено с использованием четырех АЧ спектров АЭ, зарегистрированных в процессе разрушения образца гранита [Беликов и др., 2020]. При проведении расчетов была использована методика интерпретации результатов наблюдений АЭ, предложенная в работе [Беликов, Рывкин, 2015]. Она основана на представлении звукового поля, возбуждаемого единичным объемом разрушающегося твердого тела в виде суперпозиции полей ансамбля излучающих сферических полостей (монополей). Отсюда следует, что данная методика не учитывала влияние такого фактора, как форма поверхности включения,

оказывающего существенное влияние на закономерности изменения структурных характеристик трещиновато-пористого пространства (ТПП) в процессе разрушения. В данной работе при интерпретации результатов наблюдений АЭ предлагается рассматривать трещину в виде полости, представляющей собой сплюснутый эллипсоид вращения. При стремлении длины его малой полуоси к нулю, эллипсоид вращения будет моделировать круговую дискообразную трещину. Использование такой модели трещины, характеризующей основные отличительные особенности ее реальной формы, позволит получить качественно новую информацию о характере изменения структурных параметров материала по мере развития процесса разрушения. Цель данной работы состояла в том, чтобы провести наблюдения АЭ при одноосном нагружении образца гранита, а затем, применяя, основанную на модели дискообразных трещин методику интерпретации экспериментальных данных, исследовать характер временных изменений структурных параметров образца, а также особенности развития процесса его разрушения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения эксперимента была смонтирована лабораторная установка, состоящая из гидравлического пресса ZARZAD SPRETU NK18, акустического двухканального регистратора, датчиков АЭ и камеры для образцов. В эксперименте использовался образец среднезернистого биотитового гранита цилиндрической формы с параллельными торцевыми плоскостями, имеющий длину 10 см, диаметр 6 см. С помощью гидравлического пресса образец подвергался одноосному сжатию. Прилагаемая нагрузка менялась дискретно. Отличительной особенностью процессов разрушения в геосреде является то, что развиваются они в условиях медленного характера изменения напряженного состояния в горном массиве. Для того, чтобы приблизить условия эксперимента к реальной обстановке, режим увеличения нагрузки на образец был выбран таким образом, чтобы каждое ее постоянное значение сохранялось в течение достаточно длительного (порядка суток и более) промежутка времени. В результате, временной интервал от момента приложения нагрузки до разрушения образца составил приблизительно тринадцать суток и оказался существенно больше того, который обычно фиксируется в подобном рода экспериментах [Дамаскинская и др., 2018; Schiavi et al., 2011; Niccolini et al., 2010]. Типичная схема изменения приложенной нагрузки приведена в работе [Беликов и др., 2020]. Сигналы АЭ регистрировалась датчиком, закрепленным на образце, в течение 1–2 час после каждого увеличения нагрузки. Как показали тестовые экс-

перименты, после этого промежутка времени высокоамплитудные импульсы АЭ практически отсутствовали. Для регистрации акустических сигналов использовалась аппаратура РДА-4п с заводскими датчиками Д13, разработанная в Институте геофизики УрО РАН. Чувствительность усилительного тракта была не хуже 0.5 микровольт. Полоса пропускания составляла 10–5000 Гц. В связи с указанной областью частот регистрируемого акустического излучения необходимо отметить, что обычно АЭ разделяют на два вида: непрерывную и дискретную [Баранов, 1990]. Непрерывная АЭ характеризуется низкой энергией и амплитудой, а также относительно высокой частотой, вследствие чего ее сигналы быстро затухают. При дискретной АЭ энергия и амплитуда излучаемых упругих волн на много порядков превосходит энергию и амплитуду импульсов непрерывной АЭ. Как правило, появление дискретной АЭ, спектральные характеристики которой смещены в область более низких частот, обусловлено возникновением и развитием макроскопических дефектов в материале. В работах [Schiavi et al., 2011; Niccolini et al., 2010] дискретную АЭ связывают с развивающимися макротрещинами, которые на финальной стадии развития процесса разрушения излучают упругие импульсы в области относительно низких частот, до 10 кГц. В силу своей природы, именно дискретная АЭ несет в себе информацию об изменении структурных характеристик твердого тела на завершающих этапах развития процесса разрушения. Таким образом, используемый в работе диапазон частот для регистрации АЭ будет соответствовать излучению упругих волн развивающимися макротрещинами, рост которых приводит к разрушению образца. Так как в низкочастотном диапазоне обычно велик уровень посторонних шумов, были проведены мероприятия по их исключению. В частности, учет внешних акустических помех осуществлялся датчиком, закрепленным на корпусе гидравлического пресса. Всего в серии экспериментов было задействовано около десятка образцов. Данные по наблюдениям АЭ при разрушении одного из образцов были использованы для построения ее мгновенных АЧ спектров [Харкевич, 1962]. При этом для анализа брались сигналы АЭ, превышающие фоновые значения не менее чем на порядок. Моменты времени t_1 и t_2 , для которых рассчитывались АЧ спектры АЭ, были выбраны спустя несколько минут после повышения нагрузки на образец до 60 МПа и 90 МПа соответственно. Времена $t_1 = 142$ ч 24.5 мин и $t_2 = 311$ ч 03.4 мин отсчитывались от момента приложения нагрузки 5 МПа.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Физико-математическая модель для описания АЭ была рассмотрена в работе [Беликов, Рывкин,

2015]. Там же были приведены осредненные уравнения, характеризующие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в гетерогенном твердом теле. Функция источника в этих соотношениях, описывающая процессы АЭ, является суммой слагаемых, зависящих от вектора смещения каждой межфазной поверхности и соответствующей ее колебаниям характерной частоты. Когда исследуются процессы АЭ в разрушающемся образце гранита, необходимо иметь в виду, что этот материал представляет собой гетерогенную среду. Поэтому излучать сигналы АЭ могут не только поверхности трещин, но и разделяющие зерна гранита межфазные границы. Следует отметить, однако, что при разрушении образца основным источником АЭ будут являться поверхности трещин, возникающих, как в самих минеральных зернах, так и на границах между ними. С учетом этого, будем рассматривать материал образца гранита как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы – “1”, которую считаем гомогенной, и трещинной фазы – “2”, представляющей собой пространство пор и трещин. Функция источника A_i , описывающая процессы генерации сигналов АЭ может быть записана в этом случае следующим образом $A_i = v_{12}^2 L_i^{(12)}$ [Беликов, Рывкин, 2015] (здесь и далее индексы фаз, стоящие сверху заключены в скобки). В этом выражении v_{12} – частота АЭ, вызванной колебаниями межфазной поверхности S_{12} между твердой и трещинной фазами, $L_i^{(12)} = L_{12} e_i^{(12)}$, L_{12} – осредненная (по S_{12}) амплитуда колебаний поверхности S_{12} , $e_i^{(12)}$ – единичный вектор в направлении силы, действующей на единицу площади поверхности S_{12} . Эту силу можно записать в виде $\Delta\sigma_{ik}^{(12)} \tilde{n}_k^{(1)} = \left| \Delta\sigma_{ik}^{(12)} \tilde{n}_k^{(1)} \right| e_i^{(12)} = \Delta\sigma_{12} e_i^{(12)}$, где $\Delta\sigma_{12} = \left| \Delta\sigma_{ik}^{(12)} \tilde{n}_k^{(1)} \right|$ – модуль осредненного вектора данной силы, $\Delta\sigma_{ik}^{(12)} = \sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^{(2)}$ – разность осредненных по соответствующей фазе тензоров упругих напряжений, $\tilde{n}_k^{(1)}$ – осредненный (по S_{12}) вектор нормали, внешней по отношению к твердой фазе. Буквами i, k обозначены тензорные индексы, пробегающие значения 1, 2, 3. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Параметр $\Delta\sigma_{12}$ назван в работе [Беликов, Рывкин, 2015] осредненной разностью упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12} . Если предполагать, что в процессе генерации сигналов АЭ поверхность S_{12} слабо отклоняется от положения равновесия, то ее изменение, а, следовательно, и изменение поверхностной энергии мало. В этом случае работа разности упругих напряжений на границе фаз фактически полностью расходуется на акустическое излучение, а величина $\Delta\sigma_{12}$ прак-

тически совпадает с ее равновесным минимальным значением, которое в случае изотропных фаз определяется в соответствии с формулой Лапласа. Выражение для частоты АЭ v_{12} , имеет следующий вид [Беликов, Рывкин, 2015]

$$v = v_{12} = [(\Delta\sigma_{12} \Omega_{12}) / (\rho L_{12})]^{1/2} = [(\Delta\sigma \Omega) / (\rho L)]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{12}$, $L = L_{12}$, $\Omega = \Omega_{12} = S_{12}/V$ – удельная внутренняя поверхность (УВП), ρ – плотность среды, V – величина объема осреднения.

Методика интерпретации результатов наблюдений АЭ была рассмотрена в работе [Беликов, Рывкин, 2015]. В соответствии с ней, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12} , находящейся в единичном объеме твердого тела было представлено в виде суперпозиции полей акустически эквивалентного ТПП ансамбля излучающих сферических полостей. Выбор параметров ансамбля должен быть осуществлен таким образом, чтобы общая поверхность сферических полостей, а также их общий объем, сколько угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема твердого тела. Кроме того, необходимо потребовать, чтобы энергия, излучаемая данным ансамблем сферических полостей в единицу времени, практически совпадала с мощностью излучения, генерируемого средой. Каждую из полостей можно рассматривать как монополь, имеющий хоть и малые (по сравнению с длиной излучаемой им волны), но конечные размеры [Исакович, 1973]. Возможность представления акустического поля, возбуждаемого поверхностью S_{12} в виде суперпозиции полей ансамбля монополей, обусловлена следующими причинами. Как правило, сигналы АЭ регистрируются в волновой зоне, на расстояниях много больших характерных размеров трещин (включений). Поэтому, если размеры трещин малы по сравнению с длиной излучаемой ими волны, то на расстояниях, где принимаются сигналы АЭ, главная часть, генерируемого трещиной поля практически совпадает с расходящейся сферически симметричной волной, какую создает монополь с объемной производительностью равной скорости изменения объема включения [Исакович, 1973]. Таким образом, сигналы АЭ, зарегистрированные на расстояниях, много больших характерных размеров 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 $\Delta\sigma$, зависящие от морфологии поверхности излучающих трещин. Обычно, развитие трещин в твердом теле исследуется в рамках плоской задачи теории упругости [Седов, 1984]. При этом сама трещина моделируется эл-

липтическим вырезом в упругой плоскости, подвинутой растягивающим напряжением. В развитии этих представлений о форме трещин, в пространственном случае их можно рассматривать как полости в виде сплюснутого эллипсоида вращения с различным соотношением между длиной его большой a и малой b полуосей. Сплюснутый эллипсоид вращения при $b \rightarrow 0$ будет моделировать трещины круговой дискообразной формы. Далее, длину малой полуоси b мы иногда будем называть раскрытием трещины, имея в виду, что величина $2b$ характеризует его максимальное значение. Особенности изменения формы сплюснутого эллипсоида вращения при $b \rightarrow 0$, исследованы в работе [Беликов, Рывкин, 2019] на основе анализа поведения средней и гауссовой кривизны его поверхности. Таким образом, в данной работе звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12} , будет представлено в виде суперпозиции полей ансамбля излучающих полостей в виде сплюснутых эллипсоидов вращения, моделирующих при $b \rightarrow 0$ круговую дискообразную трещину. На данную совокупность эллипсоидальных полостей следует наложить те же условия, которым удовлетворял ансамбль монополей.

Для описания ансамбля эллипсоидальных полостей введем нормированную функцию распределения (ФР) $f(a, b)$, определяемую как относительное их количество в единице объема, приходящееся на единичный интервал изменения длины большой a и малой b полуосей [Беликов, Рывкин, 2019]. Кроме того, будем использовать также ФР $\tilde{f}(a, b)$, связанную с $f(a, b)$ соотношением $\tilde{f}(a, b) = Nf(a, b)$. Здесь N – общее количество полостей в единице объема с величиной полуосей, изменяющихся в интервалах от a_{\min} до a_{\max} и от b_{\min} до b_{\max} , где a_{\min} , b_{\min} и a_{\max} , b_{\max} – минимальные и максимальные значения длины полуосей, соответственно. Пористость ϕ и УВП Ω выражаются через ФР $\tilde{f}(a, b)$, следующим образом [Беликов, Рывкин, 2019]

$$\begin{aligned} \phi &= \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} V_0(a, b) \tilde{f}(a, b) da db, \\ \Omega &= \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} S(a, b) \tilde{f}(a, b) da db, \end{aligned} \quad (2)$$

где $V_0(a, b) = 4/3\pi a^2 b$ – объем сплюснутого эллипсоида вращения, $S(a, b)$ – площадь его поверхности, выражение для которой приведено в работе [Беликов, Рывкин, 2018]. Формулы (2) позволяют определять ϕ и Ω , а также изучать их распределение в зависимости от длины полуосей,

производя интегрирование в соответствующем интервале изменения a и b .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Количественная интерпретация данных по двум АЧ спектрам АЭ, полученным в процессе лабораторного эксперимента по разрушению образца гранита проводилась в соответствии с процедурой, включающей три основных этапа [Беликов, Рывкин, 2015]. На первом, проводится идентификация источников АЭ и устанавливается их физическая природа. На втором этапе должен быть определен интервал изменения размеров полостей, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый АЧ спектр АЭ. На третьем этапе необходимо задать распределение осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на границе излучающих эллипсоидальных полостей в зависимости от длины их полуосей. Говоря о первом этапе, будем предполагать, что источником АЭ является колеблющаяся поверхность S_{12} , выведенная из равновесия процессами разрушения. По поводу второго этапа отметим следующее. Интервал, в котором изменяются длины полуосей ансамбля эллипсоидальных полостей, определяется, в том числе и областью частот наблюдаемой АЭ. В данной работе регистрировались сигналы АЭ в промежутке от 10 Гц до 5 кГц. Чтобы установить соответствующий этой области частот интервал изменения размеров полостей, воспользуемся следующими данными. Известно, что минимальные регистрируемые амплитуды сигналов АЭ соответствуют размеру трещин порядка 80 мкм [Ponomarev et al., 1997]. С другой стороны, в работе [Moore, Lockner, 1995] показано, что в окрестности будущего разрыва преобладают трещины, характерный размер которых составляет 100–200 мкм. При образовании макро разрыва, размеры трещин могут увеличиваться на порядок [Reches, Lockner, 1994]. В силу того, что в эксперименте исследовался процесс разрушения образца гранита от момента приложения нагрузки до разделения его на части, мы предполагали, что излучает весь набор эллипсоидальных полостей, большие полуоси a которых изменяются в пределах от 10 до 1000 мкм. Так как в данной работе рассматриваются моделирующие дискообразную трещину полости в виде уплощенных ($b \ll a$) эллипсоидов вращения, интервал изменения длины малой полуоси b был взят от 0.1 до 1 мкм. Рассматривая третий этап, допустим, как было сказано выше, что поверхность S_{12} слабо отклоняется от положения равновесия, тогда величину $\Delta\sigma$ можно принять равной ее минимальному значению. Когда в качестве излучателей рассматривались сферические полости радиуса r , для $\Delta\sigma$, в со-

ответствии с формулой Лапласа, было использовано соотношение $\Delta\sigma(r) = 2\gamma/r = K/r$, где γ – коэффициент поверхностного натяжения, $K = 2\gamma$ [Беликов, Рывкин, 2015]. В случае эллипсоидальной полости, выражение для $\Delta\sigma$ может быть записано так [Беликов, Рывкин, 2019]

$$\Delta\sigma(a, b) = KH(a, b), \quad (3)$$

где $H(a, b)$ – осредненная по площади поверхности сплюснутого эллипсоида вращения средняя кривизна, которая является функцией длины полуосей a и b . При использовании зависимости (3), необходимо иметь в виду, что K , особенно для полостей малых размеров, является, фактически, удельной (рассчитанной на единицу площади поверхности) работой пластической деформации [Беликов, Рывкин, 2015]. В расчетах величина K рассматривалась нами как коэффициент пропорциональности и вычислялась в процессе интерпретации. Изменяя a и b , получим двумерный массив элементов, характеризующий совокупность (ансамбль) эллипсоидов вращения с различными величинами их полуосей. Каждой паре значений a и b будут соответствовать площадь поверхности $S(a, b)$ и объем $V_0 = 4/3\pi a^2 b$ эллипсоида, а также осредненная по его поверхности средняя кривизна $H(a, b)$, формула для которой приведена в работе [Беликов, Рывкин, 2019]. Эллипсоидальные полости с полуосями, изменяющимися в пределах от a до $a + \Delta a$ и от b до $b + \Delta b$, мы будем рассматривать как отдельную фазу (в рамках всего ТПП). Поэтому каждой паре интервалов Δa и Δb будет соответствовать свое значение пористости ϕ , УВП Ω , осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$, а также частоты ν и амплитуды L . При этом, значения ϕ и Ω , соответствующие интервалам Δa и Δb определяются согласно (2), $\Delta\sigma$ вычисляется в соответствии с (3), а для частоты ν справедливо выражение (1). Разобьем шкалы изменения длин полуосей a и b , а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ на промежутки. Обозначим элементы матрицы полуосей (a_i, b_j) , где a_i – значение большой полуоси из i -го интервала шкалы ее изменения, b_j – значение малой полуоси из j -го интервала шкалы ее изменения. Количество элементов матрицы (a_i, b_j) должно равняться числу интервалов разбиения шкалы частот. Далее каждому значению частоты ν и амплитуды L необходимо поставить в соответствие величину полуосей эллипсоидальной полости. Для этого можно воспользоваться тем фактом, что шкалы частот и характерных размеров полостей разнонаправлены [Беликов, Рывкин, 2015]. Выберем в качестве характерного размера эллипсоидальной полости радиус r_0 равновеликой ей по объему сферической

полости, определяемый так $r_0 = (a^2 b)^{1/3}$. Чтобы установить соответствие между значениями частот и длинами полуосей, упорядочим элементы матрицы (a_i, b_j) по возрастанию величины $r_0(a_i, b_j)$ таким образом, чтобы минимальному ее значению соответствовала максимальная частота в АЧ спектре АЭ, а максимальному – минимальная. В результате, каждому элементу матрицы полуосей (a_i, b_j) будет однозначно поставлено в соответствие значение частоты ν и амплитуды L . Аппроксимируя в (2) интегралы суммами, с учетом (1) и (3) получим формулы для вычисления K , $\tilde{f}(a_i, b_j)$, $\Omega(a_i, b_j)$ и $\phi(a_i, b_j)$, которые приведены в работе [Беликов, Рывкин, 2018]. Методика расчетов подробно рассмотрена в работах [Беликов, Рывкин, 2015, 2018, 2019].

В первом приближении коэффициент K считался постоянным во всем промежутке изменения длин полуосей и определялся с использованием их значений (a_i, b_j) , а также, соответствующих этому элементу матрицы данных по амплитуде и частоте. При проведении расчетов во втором приближении предполагалось, что K может принимать различные значения в каждой ячейке (a_i, b_j) матрицы полуосей. Такое допущение учитывает тот факт, что полости с разной величиной их полуосей, генерируют сигналы АЭ в отличающихся между собой физических условиях. Для определения K была использована процедура, сводящаяся к поиску экстремума функционала, характеризующего полную (в том числе и поверхностную) свободную энергию среды [Беликов, Рывкин, 2015]. Если предполагать, что процесс генерации сигналов АЭ происходит в условиях, когда среда находится в состоянии близком к термодинамическому равновесию, ее свободная энергия должна иметь минимум [Ландау, Лифшиц, 1964]. При постоянных объеме и температуре данное условие эквивалентно требованию минимума поверхностной свободной энергии $F = \gamma\Omega$. А это, при постоянстве γ , в свою очередь, означает, что к минимуму стремится УВП Ω при неизменном объеме фаз. Последнее условие подразумевает постоянство пористости ϕ . Таким образом, во втором приближении для каждой ячейки (a_i, b_j) матрицы полуосей происходило варьирование коэффициента пропорциональности K , принятого в первом приближении. Затем рассчитывались соответствующие значения ФР $\tilde{f}(a_i, b_j)$, УВП и пористости. Далее, вычислялись общие УВП Ω и пористость ϕ материала образца. В качестве истинного, выбирался вариант, при котором Ω была минимальной, а пористость отличалась от принятого нами ее значения $\phi = 0.04$ не более чем на 10%. Для это-

го варианта строились распределения $f(a, b)$, $\Omega(a, b)$ и $\phi(a, b)$.

Значения ФР $f(a, b)$, а также УВП $\Omega(a, b)$ и пористости $\phi(a, b)$ изменяются вдоль соответствующих поверхностей в прямоугольной декартовой системе координат, первая четверть плоскости xOy которой, является областью определения переменных a (абсцисса) и b (ордината). Для изучения формы поверхностей, характеризующих ФР, УВП и пористость, были использованы их сечения плоскостями $b = \text{const}$. Совокупность таких сечений, с той или иной степенью подробности (в зависимости от шага по b) будет давать представление о морфологии соответствующей поверхности.

Изложенная выше методика количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ была применена для каждого из двух АЧ спектров АЭ, зафиксированных в процессе разрушения одного из образцов гранита в моменты времени t_1 и t_2 . На рис. 1 представлены графики, восстановленной для этих моментов времени нормированной ФР $f(a, b)$ второго приближения при трех значениях длины малой полуоси $b = 0.2$ мкм, $b = 0.6$ мкм и $b = 1$ мкм. Анализируя графики этих трех сечений ФР, прежде всего обратим внимание на то, что, как в момент времени t_1 , так и в момент времени t_2 , значения ее главных и локальных максимумов с ростом длины малой полуоси b быстро уменьшаются. При этом, с увеличением b , происходит их смещение в сторону меньших значений длины полуоси a . Кроме того, в оба момента времени, наряду с уменьшением величины максимумов ФР $f(a, b)$ при росте длины малой b и большой a полуосей, уменьшаются и сами ее значения. Например, в момент времени t_1 , когда $b = 0.2$ мкм, основную долю составляют трещины, длина большой полуоси a которых изменяется в промежутке от 500 до 1000 мкм, а когда b равно 0.6 мкм и 1 мкм, трещины, соответствующие этому интервалу изменения a , практически отсутствуют. Похожая картина в характере изменения ФР наблюдается и при $t = t_2$. Еще одна особенность графиков на рис. 1 состоит в том, что в оба момента времени интервал изменения длины полуоси a , где ФР заметно отлична от нуля, с увеличением b , сокращается. Указанные выше закономерности поведения ФР $f(a, b)$ в трех выбранных сечениях $b = \text{const}$, позволяют получить представление о форме, соответствующих ей в моменты времени t_1 и t_2 поверхностей, при различных значениях a и b . Прежде всего необходимо отметить, что точки, с координатами максимумов ФР $f(a, b)$ в отдельных сечениях $b = \text{const}$, лежат на плоскости (a, b)

в полосе, которая направлена от области с большими значениями a и малыми значениями b в сторону области с малыми a и большими b . При этом сама полоса в указанном направлении сужается, а значения ФР имеют тенденцию к уменьшению, становясь минимальными при малых длинах полуоси a и больших раскрытиях b . За пределами этой полосы, значения ФР близки к нулю. Таким образом, на основе анализа характера поведения ФР $f(a, b)$ в рассмотренных сечениях $b = \text{const}$, можно сделать вывод, что в моменты времени t_1 и t_2 , относительно невелика доля трещин с одновременно большими и малыми длинами полуосей a и b , а также с большими значениями b и малыми значениями a . Вместе с тем, к моментам времени t_1 и t_2 , в образце гранита возрастает относительное количество трещин с большой длиной полуоси a и малой величиной раскрытия b . Этот вывод подтверждается расчетами, в соответствии с которыми при $t = t_1$ доля трещин в интервале изменения a от 10 до 1000 мкм и b от 0.1 до 0.4 мкм составляет 68.2%, а доля трещин в интервале изменения b от 0.7 до 1 мкм — 18%. В момент времени t_2 , доля трещин в промежутке изменения b от 0.1 до 0.4 мкм составляет 69.2%, а доля трещин в промежутке изменения b от 0.7 до 1 мкм — 17.4%.

Проведем сравнительный анализ представленных на рис. 1 графиков сечений ФР $f(a, b)$ в моменты времени t_1 и t_2 . Прежде всего отметим, что в момент времени t_2 , при всех значениях b происходит смещение (не очень значительное) главных максимумов ФР в сторону уменьшения длины полуоси a , по сравнению с их положением при $t = t_1$. Смещение главных максимумов в сторону уменьшения a приводит в момент времени t_2 к небольшому расширению в этом же направлении области, где ФР принимает значительно отличающиеся от нуля значения. Отмеченные особенности поведения ФР $f(a, b)$ показывают, что поверхность ее характеризующая, в течение промежутка времени $t_2 - t_1$ слабо деформируется с одновременным небольшим смещением (наиболее заметным при малых b) главного и локальных максимумов каждого из сечений в направлении меньших значений длины полуоси a . При этом, морфология поверхности ФР за промежуток времени $t_2 - t_1$ меняется не очень сильно. Это означает, что существенного перераспределения трещин по длинам их полуосей a и b за это время не произошло. Каждый из максимумов ФР $f(a, b)$ соответствует определенной группе трещин, которые излучают в процессе своего роста. Отсюда следует, что основная доля акустического излучения в моменты времени t_1 и t_2 обусловлена расту-

щими трещинами, у которых длина большой полуоси находится в окрестности главного и локальных максимумов ФР в данном сечении $b = \text{const}$. Разрушение образца произошло через $\Delta t = 1 \text{ ч } 47 \text{ мин}$ после момента времени t_2 . Именно за этот промежуток времени Δt ($\Delta t \ll t_2 - t_1$) образовалась магистральная трещина, разделившая образец на части. При этом, возникла она за счет объединения растущих (и излучающих) трещин, размеры которых, вероятнее всего, принадлежат окрестности высокоамплитудных максимумов ФР при $t = t_2$, расположенных в области больших значений длины полуоси a и малых величин раскрытия b .

На рис. 2 представлены распределения относительных (по отношению к Ω) значений УВП $\Omega(a, b)$ в моменты времени t_1 и t_2 , при тех же длинах малой полуоси b , что и на рис. 1. Также, как и у нормированных ФР, в распределениях УВП в оба момента времени, с увеличением длины полуоси b наблюдается падение величины максимумов, с одновременным их смещением в сторону уменьшения a . Кроме того, уменьшаются и сами значения УВП вместе с ростом длины малой и большой полуосей, подобно тому, как это происходит у ФР (см. рис. 1). Исследовав форму поверхности $\Omega(a, b)$, также, как это было сделано для ФР, можно прийти к выводу, что в оба момента времени наибольший вклад в УВП образца вносят трещины с большими значениями длины полуоси a и малой величиной раскрытия b . Данный вывод, используя (2), можно подтвердить расчетами, в соответствии с которыми, относительная доля УВП, приходящейся на трещины из интервала изменения длины полуоси b от 0.1 до 0.4 мкм ($10 \text{ мкм } a \leq 1000 \text{ мкм}$), при $t = t_1$ составляет 88.2%, а при $t = t_2$ – 81.2%. Вместе с тем, доля УВП, соответствующей трещинам с длиной полуоси b от 0.7 до 1 мкм, при $t = t_1$ составляет 5.5%, а при $t = t_2$ – 9.7%.

Проанализируем особенности изменения распределений УВП $\Omega(a, b)$ в течение промежутка времени $t_2 - t_1$. Также как и у ФР $f(a, b)$, в момент времени t_2 , при всех значениях b происходит не очень значительное смещение главных максимумов распределений УВП в сторону уменьшения длины полуоси a , по сравнению с их положением в момент времени t_1 . В связи с этим, при $t = t_2$ происходит небольшое расширение (в сторону меньших a) промежутка, где УВП существенно превышает нулевые значения. Вместе с тем, в поведении распределений УВП есть своя специфика, которая отсутствует у ФР. Действительно, если в сечениях ФР при всех значениях b , величины главных максимумов в моменты времени t_1 и t_2 со-

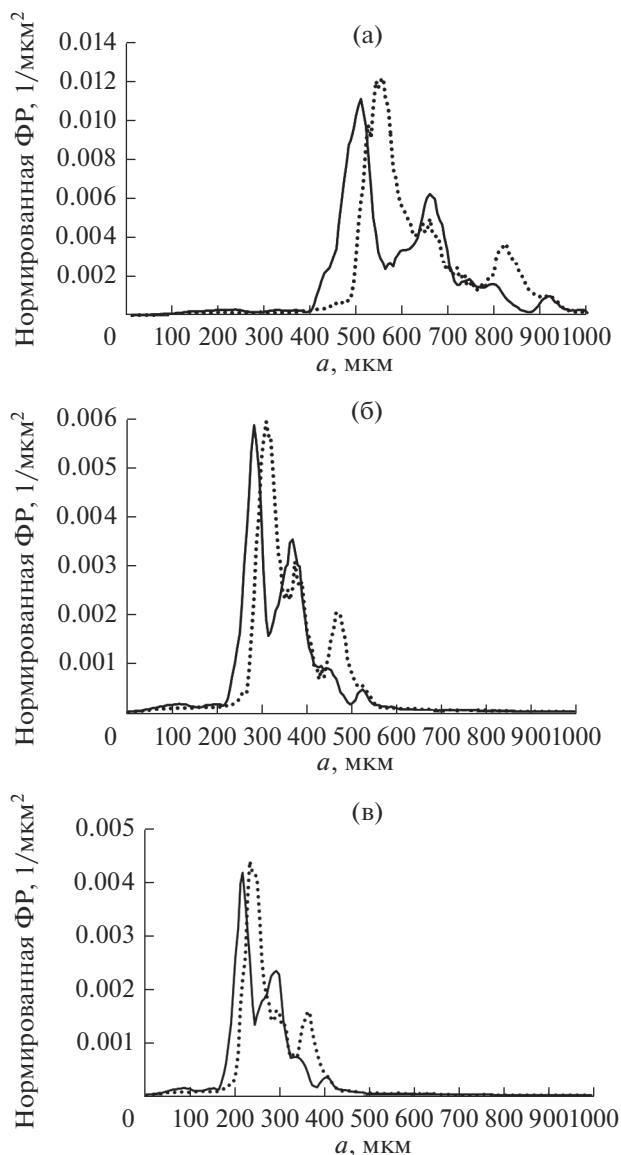


Рис. 1. Нормированная функция распределения $f(a, b)$ второго приближения. $a - b = 0.2 \text{ мкм}$; $б - b = 0.6 \text{ мкм}$; $в - b = 1 \text{ мкм}$. Точечная линия – момент времени t_1 , сплошная линия – момент времени t_2 .

поставимы, то в распределениях УВП эти максимумы приблизительно одинаковы только при $b = 0.2 \text{ мкм}$. Когда $b = 0.6 \text{ мкм}$ и $b = 1 \text{ мкм}$, главные максимумы в распределении УВП при $t = t_2$ существенно превышают по величине их значения при $t = t_1$. На основании отмеченных закономерностей можно сделать вывод, что поверхность характеризующая распределение УВП, также как и поверхность ФР, в течение промежутка времени $t_2 - t_1$ слабо деформируется с небольшим смещением ее максимумов (при $b = \text{const}$) в сторону уменьшения длины полуоси a . При этом форма

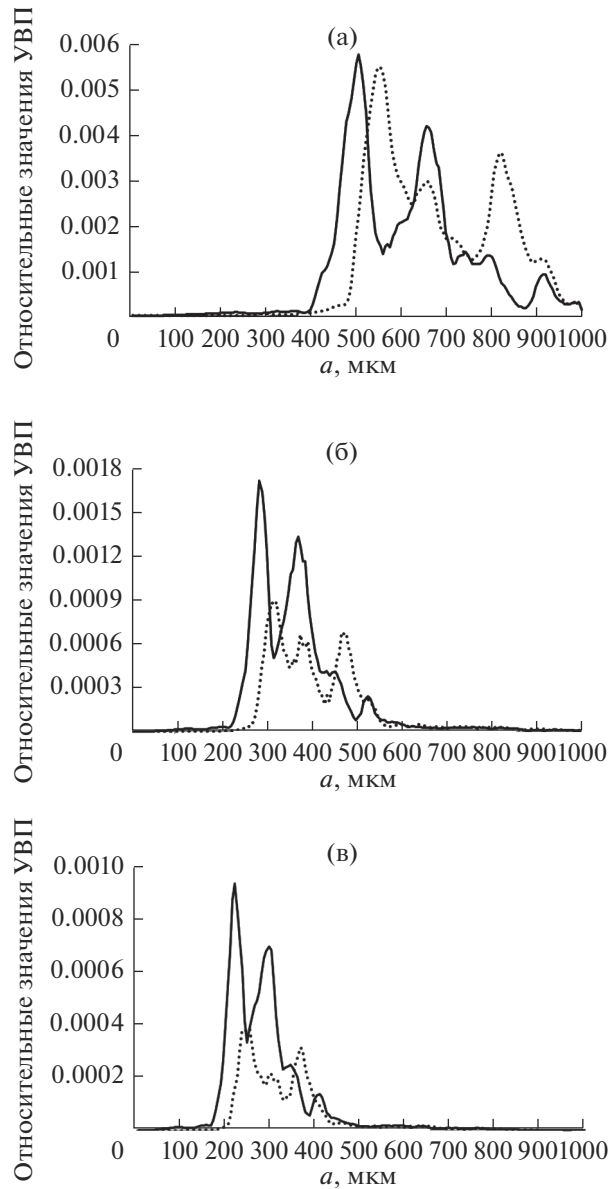


Рис. 2. Распределение относительных значений УВП.

а – $b = 0.2$ мкм; б – $b = 0.6$ мкм; в – $b = 1$ мкм. Точечная линия – момент времени t_1 , сплошная линия – момент времени t_2 .

поверхности $\Omega(a, b)$, меняется не очень существенно. Это значит, что за промежуток времени $t_2 - t_1$ значительного перераспределения излучающей УВП по длинам полуосей не происходило. Мало изменилась за это время и общая УВП образца Ω . Расчеты показывают, что отношение $\Omega(t_2)/\Omega(t_1) = 1.05$. Небольшой рост УВП говорит о том, что в течение временного интервала $t_2 - t_1$ преобладают процессы образования новых трещин, не очень значительно увеличивающие Ω . Процессы слияния и укрупнения трещин, способствующие уменьшению УВП проявляются

слабо и, скорее всего, наступают при $t > t_2$, когда происходит образование магистральной трещины, приводящей к разрушению образца. Возможно также, что уменьшение УВП вследствие процессов слияния и укрупнения трещин, практически полностью и даже с некоторым превышением компенсируется ее увеличением при образовании новых микротрещин. Анализ распределения пористости $\varphi(a, b)$, показал, что значительного его изменения за время $t_2 - t_1$ также не произошло. Таким образом, результаты количественной интерпретации данных наблюдений АЭ в процессе разрушения образца гранита свидетельствуют о том,

что в течение промежутка времени между моментами регистрации спектров $t_2 - t_1 = 168 \text{ ч } 38.9 \text{ мин}$, изменения ФР $f(a, b)$, а также распределений УВП $\Omega(a, b)$ и пористости $\varphi(a, b)$, не столь значительны и не приводят к существенному перераспределению этих характеристик по длинам полуосей. Это связано, прежде всего, с растянутым во времени режимом развития процесса разрушения, обусловленным, в свою очередь, медленным возрастанием нагрузки на образец гранита.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения закономерностей временных изменений структурных характеристик горных пород в процессе разрушения, проведены лабораторные эксперименты по наблюдениям АЭ при одноосном нагружении образца гранита. По результатам экспериментов были построены АЧ спектры АЭ для двух моментов времени t_1 и t_2 . Момент регистрации первого АЧ спектра был выбран примерно в середине промежутка времени, в течение которого произошло разрушение образца. Второй АЧ спектр АЭ был зафиксирован непосредственно перед разрушением образца. С использованием модели дискообразных трещин проведена количественная интерпретация полученных данных, в результате которой были восстановлены нормированная ФР $f(a, b)$, а также распределения УВП $\Omega(a, b)$ и пористости $\varphi(a, b)$ на моменты регистрации спектров. Сравнительное исследование полученных распределений показало, что за промежуток времени $t_2 - t_1$ существенного изменения формы поверхностей, их характеризующих, не произошло. Это обусловлено выбранным режимом изменения нагрузки на образец, при котором каждое ее значение выдерживалось в течение достаточно длительных промежутков времени (до нескольких суток и более). Такой характер изменения нагрузки приводит к эволюционному развитию процессов разрушения в образце, при котором его структурные параметры меняются слабо. Образец разрушился вскоре после повышения нагрузки до 90 МПа (через 1 ч 47 мин после момента времени t_2). Отсюда следует, что процесс образования магистральной трещины, приведший к этому событию, происходил в течение временного интервала, много меньшего, чем $t_2 - t_1$. При этом, от момента времени t_0 ($t_0 < t_1$), когда появились первые сигналы АЭ, до момента t_2 происходил рост трещин, сопровождавшийся их перераспределением по размерам. В течение исследованного нами временного промежутка $t_2 - t_1$ окончательно сформировалась группа трещин (с большими значениями a и малым раскрытием b), слияние

которых привело к образованию магистральной трещины, разделившей образец на части.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баранов В.М.* Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- 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.
- Беликов В.Т., Рывкин Д.Г.* Учет формы трещин при интерпретации результатов наблюдений акустической эмиссии // Уральский геофизический вестник. 2018. № 2. С. 4–13.
- Беликов В.Т., Рывкин Д.Г.* Использование экспериментальных данных об акустической эмиссии при изучении изменений характеристик дискообразных трещин в процессе разрушения // Прикладная механика и техническая физика. 2019. Т. 60. № 3. С. 207–217.
- Беликов В.Т., Козлова И.А., Рывкин Д.Г., Юрков А.К.* Изучение характера развития процессов разрушения горных пород по данным наблюдений акустической эмиссии и временных вариаций объемной активности радона // Физика Земли. 2020. № 3. С. 147–160.
- Грешников В.А., Дробот Ю.Б.* Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 276 с.
- Дамаскинская Е.Е., Гиляров В.Л., Пантелеев И.А. и др.* Статистические закономерности формирования магистральной трещины в структурно-неоднородном материале при различных условиях деформирования // ФТТ. 2018. Т. 60. Вып. 9. С. 1775–1780.
- Дамаскинская Е.Е., Пантелеев И.А., Корост Д.В., Дамаскинский К.А.* Структурно-энергетические закономерности накопления повреждений при деформировании гетерогенного материала // ФТТ. 2021. Т. 63. Вып. 1. С. 103–109.
- Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.
- Седов Л.И.* Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1984. 560 с.
- Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Бернар П., Патонин А.В.* Закономерности переходных режимов сейсмического процесса по данным лабораторного и натурального моделирования // Физика Земли. 2010. № 2. С. 17–49.
- Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.
- Харкевич А.А.* Спектры и анализ. М.: Наука, 1962. 236 с.
- Moor D., Lockner D.* The role of micro cracking in shear fracture propagation in granite // J. Struct. Geol. 1995. V. 17. P. 95–114.
- Nicolini G., Schiavi A., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A.* Scaling in temporal occurrence of quasi-rigid

body vibration pulses due to macro-fractures // *Phys. Rev. E*. 2010. V. 82. № 4. P. 046115(1–5).

Ponomarev A.V., Zavyalov A.D., Smirnov V.B., Lockner D.A. Physical modelling of the formation and evolution of seismically active fault zones // *Tectonophysics*. 1997. V. 277. P. 57–81.

Reches Z., Lockner D. Nucleation and growth of faults in brittle rocks // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 18159–18173.

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. № 2. P. 105–110.

Research of the Process of Destruction of the Granite Sample Using Data of Acoustic Emission Observations

V. T. Belikov^{1, *}, I. A. Kozlova^{1, **}, D. G. Ryvkin^{1, ***}, and A. K. Yurkov^{1, ****}

¹*Institute of Geophysics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Amundsen str., 100, Yekaterinburg, 620016 Russia*

**e-mail: belik2a@mail.ru*

***e-mail: ikozlova75@mail.ru*

****e-mail: davryvkin@mail.ru*

*****e-mail: akyurkov@mail.ru*

A quantitative interpretation of experimental data on two amplitude-frequency spectra of acoustic emission, recorded in the process of uniaxial loading of a granite sample, up to its destruction, has been carried out. The method of interpretation was developed using the model of disc-shaped cracks. The results of the study allowed to analyze the nature of changes in the structural parameters of the sample, as well as the peculiarities of the development of the process of its destruction during the time interval between the registration of the spectra.

Keywords: granite, destruction, acoustic emission, crack