

ИЗУЧЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРА МОЩНОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

© 2024 г. В.Т. Беликов^{1,*}

¹Институт геофизики УрО РАН, Россия 620016 Екатеринбург, ул. Амундсена, 100

*E-mail: belik2a@mail.ru

Поступила в редакцию 23.01.2024; после доработки 05.03.2024

Принята к публикации 07.03.2024

При интерпретации данных наблюдений акустической эмиссии (АЭ) использована модель трещины в виде полости, имеющей форму сплюснутого эллипсоида вращения. При стремлении длины его малой полуоси к нулю, эллипсоид моделирует трещину круговой дискообразной формы. С использованием данных по двум амплитудно-частотным спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона, построены распределения мощности акустического излучения по длинам полуосей эллипсоидальных полостей. Показано, что к моменту регистрации второго спектра происходит перераспределение акустического излучения в пользу дискретного набора растущих магистральных трещин, имеющих высокие значения длины большой полуоси и малую величину раскрытия.

Ключевые слова: процесс разрушения, акустическая эмиссия, сплюснутый эллипсоид вращения, дискообразная трещина, мощность акустического излучения.

STUDYING THE EVOLUTION OF THE POWER SPECTRA OF ACOUSTIC RADIATION DURING THE DESTRUCTION OF A SOLID BODY

© 2024 V.T. Belikov^{1,*}

¹Institute of Geophysics UrB RAS, 620016 Yekaterinburg, Amundsen st., 100

*E-mail: belik2a@mail.ru

When interpreting acoustic emission (AE) observation data, a model of a crack in the form of a cavity in the shape of an oblate ellipsoid of revolution was used. When the length of its semi-minor axis tends to zero, the ellipsoid models a circular disc-shaped crack. Using data from two amplitude-frequency spectra of AE recorded during the destruction of a concrete sample, distributions of the power of acoustic radiation along the lengths of the semi-axes of the ellipsoidal cavities were constructed. It is shown that by the time the second spectrum is recorded, a redistribution of acoustic radiation occurs in favor of a discrete set of growing main cracks with high semi-major axis lengths and a small opening value.

Keywords: fracture process, acoustic emission, oblate ellipsoid of revolution, disk-shaped crack, acoustic emission power.

DOI: 10.31857/S0130308224020011

ВВЕДЕНИЕ

Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные показывают, что разрушение представляет собой сложный, разворачивающийся во времени физический процесс, в ходе развития которого происходит необратимое изменение структурных характеристик твердого тела [1—4]. При этом сам процесс разрушения, который начинается задолго до появления магистральной трещины, разделяющей твердое тело на части, проходит определенную последовательность этапов (режимов) своего развития, возникновение которых тесно связано с соотношением между отдельными составляющими баланса энергии твердого тела, а также с особенностями временных изменений его структурных характеристик [4]. Информация об изменении структурных параметров твердого тела в процессе его разрушения может быть получена в результате количественной интерпретации данных наблюдений АЭ. Под АЭ понимается обычно процесс перестройки внутренней структуры материала, обусловленный возникновением и развитием макроскопических дефектов, что приводит к достаточно быстрым изменениям поля упругих напряжений и генерации акустического излучения [4—8]. В настоящее время методы, основанные на анализе результатов наблюдений АЭ, широко применяются для изучения и прогнозирования характера развития процесса разрушения твердого тела [9—15]. В работах [9, 11] с использованием данных наблюдений АЭ проводились исследования процессов разрушения элементов конструкций из углепластика. В [10, 12, 13, 15] для регистрации сигналов АЭ и их интерпретации использовались такие материалы, как сталь, бетон и гранит. Основы методики восстановления структурных характеристик материала по амплитудно-частотному (АЧ) спектру АЭ подробно рассмотрены в работе [14]. Там же

приведены результаты интерпретации экспериментального материала по АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона [12, 13]. Анализ полученных данных позволил исследовать особенности временных изменений структурных характеристик образца в процессе его разрушения. Важную информацию можно получить на основе изучения эволюции спектра мощности акустического излучения (мощности АЭ) в разрушающемся твердом теле. В работе [4] с использованием данных по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе одноосного сжатия образца бетона, были построены распределения мощности акустического излучения по характерным размерам составляющих трещиновато-пористого пространства (ТПП). Сравнительный анализ данных интерпретации по каждому из АЧ-спектров позволил исследовать взаимосвязь между особенностями временных изменений структурных параметров материала образца и характером развития процесса его разрушения. Следует отметить, что использованная в [4, 14, 16] методика интерпретации результатов наблюдений АЭ была основана на представлении звукового поля в виде суперпозиции полей акустически эквивалентного ТПП ансамбля излучающих сферических полостей (монополей). Таким образом, в результатах интерпретации не было учтено влияние такого фактора, как форма поверхности излучающих трещин. Чаще всего, поведение трещин в твердом теле исследуется в рамках плоской задачи теории упругости, а сама трещина моделируется эллиптическим вырезом в упругой плоскости, подвергнутой растягивающим напряжениям [17]. В развитие этих представлений о форме трещин, в пространственном случае их можно рассматривать как полости в виде сплюснутого (сжатого) эллипсоида вращения с различным соотношением между длинами его полуосей. Когда длина большой полуоси намного превышает длину малой полуоси, сплюснутый эллипсоид вращения будет моделировать трещину круговой дискообразной формы. Использование такой модели дефектов приведет к тому, что распределение мощности акустического излучения по характерным размерам составляющих ТПП будет зависеть от длины полуосей, растущих и генерирующих сигналы АЭ дискообразных трещин. В связи с этим возникает необходимость изучения эволюции такого распределения в процессе разрушения твердого тела. Актуальность и целесообразность данного исследования обусловлена тем, что характер эволюции распределения мощности акустического излучения по характерным размерам составляющих ТПП отражает особенности временных изменений кинетики роста трещин и их перераспределения по размерам при различных режимах развития процесса разрушения. Таким образом, целью данной работы является восстановление распределений мощности акустического излучения по длинам полуосей дискообразных трещин с использованием данных по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона [12, 13]. Кроме того, будет исследован характер эволюции этого распределения в течение промежутка времени между моментами регистрации АЧ-спектров.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для изучения характера развития процесса разрушения в пространстве и времени в работах [14, 16, 18] предложено использовать осредненные уравнения, описывающие явления тепломассопереноса в многофазной гетерогенной среде. При конкретизации этих соотношений для разрушающегося твердого тела его следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы — «1» и газообразной (трещинной) фазы — «2», представляющей собой ТПП, заполненное газообразным флюидом [14, 16, 18]. В систему уравнений, описывающую процессы разрушения, входит, в частности, осредненное уравнение баланса импульса разрушающегося твердого тела, которое имеет вид [4, 16, 18]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) - \Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)} \Omega_{12} = 0, \quad (1)$$

где ρ и v_i — осредненные плотность и скорость деформации твердого тела; σ_{ik} — осредненный тензор упругих напряжений в твердом теле; $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} = \sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^{(2)}$ — разность осредненных по соответствующей фазе тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12} , разделяющей фазы «1» и «2»; $n_k^{(1)}$ — осредненный (по S_{12}) вектор нормали, внешней по отношению к твердой фазе; $\Omega_{12} = S_{12}/V$ — удельная внутренняя поверхность (УВП) твердого тела; V — величина объема осреднения. Воспользовавшись уравнением неразрывности, законом Гука, а также выразив скорость v_i через осредненный вектор смещения u_i , из соотношения (1), пренебрегая квадратичным по скорости слагаемым, можно получить уравнение [4, 8, 16]:

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_i^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} - (c_i^2 - c_t^2) \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_i \partial x_m} = A_i, \quad (2)$$

где c_i и c_t — скорости продольных и поперечных упругих волн соответственно. Функция источника A_i справа в (2) может быть записана в виде [4, 14, 16]:

$$A_i = \frac{1}{\rho} \Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)} \Omega_{12} = v_{12}^2 L_i^{(12)}, \quad (3)$$

где

$$v = v_{12} = [(\Delta \sigma_{12} \Omega_{12}) / (\rho L^{(12)})]^{1/2} = [(\Delta \sigma \Omega) / (\rho L)]^{1/2} \quad (4)$$

— частота АЭ, вызванной колебаниями межфазной поверхности S_{12} , выведенной из равновесия процессами разрушения; $\Delta \sigma_{12} = |\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}|$ — модуль осредненного вектора силы $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$, действующей на единицу площади межфазной поверхности S_{12} ; $L^{(12)}$ — осредненная (по S_{12}) амплитуда колебаний (величина смещения) поверхности S_{12} ; $L_i^{(12)} = L^{(12)} e_i^{(12)}$ — вектор смещения поверхности S_{12} ; $e_i^{(12)}$ — единичный вектор в направлении силы $\Delta \sigma_{ik}^{(12)} n_k^{(1)}$. В соотношении (4) для краткости введены обозначения $v = v_{12}$, $\Delta \sigma = \Delta \sigma_{12}$, $L = L^{(12)}$, $\Omega = \Omega_{12} = S_{12}/V$. Следуя [14], будем в дальнейшем величину $\Delta \sigma$ называть осредненной разностью упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12} . Переходя в (2) к векторным обозначениям, получим [16]:

$$\ddot{\mathbf{u}} - c_t^2 \Delta \mathbf{u} - (c_l^2 - c_t^2) \text{grad div } \mathbf{u} = \mathbf{A}. \quad (5)$$

Представив вектор смещения $\mathbf{u}$, а также функцию источника $\mathbf{A}$, в виде суммы потенциальной и соленоидальной составляющих $\mathbf{u} = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_t$ и $\mathbf{A} = \mathbf{A}_l + \mathbf{A}_t$, из (5) можно получить осредненные уравнения, описывающие процессы распространения продольных и поперечных упругих волн в разрушающемся твердом теле. Например, уравнение для продольных волн имеет вид [16]:

$$\ddot{u}_l - c_l^2 \Delta u_l = A_l. \quad (6)$$

Функция источника справа в (5) и (6) описывает АЭ, обусловленную излучением упругих волн поверхностями растущих трещин в процессе разрушения. В работе [16] было показано, что звуковое поле продольных волн АЭ можно представить в виде суперпозиции полей ансамбля монополей (излучающих полостей), каждый из которых соответствует одной определенной составляющей ТПП. Пусть $\mathbf{L}^{1\beta}$ — осредненный вектор смещения межфазной поверхности $S_{1\beta}$, разделяющей твердую фазу «1» и произвольную β -составляющую ТПП [16]. Вектор $\mathbf{L}^{1\beta}$ может быть представлен в виде суммы потенциальной и соленоидальной частей $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_l^{1\beta} + \mathbf{L}_t^{1\beta}$. Тогда функция источника справа в (6) может быть записана так [16]:

$$A_l = \sum_{\beta=2} v_{\beta}^2 \mathbf{L}_l^{1\beta}, \quad (7)$$

где v_{β} — соответствующая β -составляющей ТПП частота АЭ, которая определяется соотношением, аналогичным (4) [16]. Исследуем, при каких условиях полость в твердом теле, соответствующая β -составляющей ТПП, будет излучать только продольные волны. Вектор $\mathbf{L}^{1\beta}$ можно представить также следующим образом: $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} + \mathbf{L}_{\tau}^{1\beta} = |\mathbf{L}_n^{1\beta}| \mathbf{n} + |\mathbf{L}_{\tau}^{1\beta}| \boldsymbol{\tau} = L_n^{1\beta} \mathbf{n} + L_{\tau}^{1\beta} \boldsymbol{\tau}$, где $\mathbf{L}_n^{1\beta}$ и $\mathbf{L}_{\tau}^{1\beta}$ — его нормальная и тангенциальная составляющие; $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности $S_{1\beta}$; $\boldsymbol{\tau}$ — единичный вектор, лежащий в касательной к поверхности $S_{1\beta}$ плоскости. Определим, когда могут быть отождествлены величины $\mathbf{L}_l^{1\beta}$ и $\mathbf{L}_n^{1\beta}$. Иначе говоря, выясним, при каких условиях нормальная составляющая $\mathbf{L}_n^{1\beta}$ вектора смещения поверхности $S_{1\beta}$ будет ответственна за генерацию ею продольных упругих волн. Для того, чтобы можно было считать справедливым равенство $\mathbf{L}_l^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} = L_n^{1\beta} \mathbf{n}$, необходимо выполнение условия $\text{rot } \mathbf{L}_l^{1\beta} = \text{rot } \mathbf{L}_n^{1\beta} = \text{rot}(L_n^{1\beta} \mathbf{n}) = L_n^{1\beta} \text{rot } \mathbf{n} + [\text{grad } L_n^{1\beta} \mathbf{n}] = 0$. Учитывая, что $\text{rot } \mathbf{n} = 0$, последнее соотношение будет выполняться в том случае, когда $\text{grad } L_n^{1\beta}$ направлен по нормали к поверхности $S_{1\beta}$. А для этого необходимо, чтобы величина $L_n^{1\beta}$ была постоянна на $S_{1\beta}$. Вектор скорости $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta}$ колебаний поверхности $S_{1\beta}$ также может быть представлен в виде суммы потенциальной и соленоидальной частей $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta} + \dot{\mathbf{L}}_t^{1\beta}$, а также в виде $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} + \dot{\mathbf{L}}_{\tau}^{1\beta}$, где $\dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta}$ и $\dot{\mathbf{L}}_{\tau}^{1\beta}$ — его нормальная и тангенциальная составляющие. Аналогичным образом можно показать, что для выполнения равенства $\dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} = \dot{L}_n^{1\beta} \mathbf{n}$ необходимо постоянство $\dot{L}_n^{1\beta}$ на $S_{1\beta}$.

Допустим, что поверхность $S_{1\beta}$ колеблется только вдоль направления вектора нормали. В этом случае $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} = L_n^{1\beta} \mathbf{n}$, а $\mathbf{L}_\tau^{1\beta} = 0$. Тогда по нормали к $S_{1\beta}$ будет направлен и вектор скорости $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta}$, то есть $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} = \dot{L}_n^{1\beta} \mathbf{n}$. Если $L_n^{1\beta}$ и $\dot{L}_n^{1\beta}$ постоянны на $S_{1\beta}$, то будут справедливыми равенства $\mathbf{L}^{1\beta} = \mathbf{L}_n^{1\beta} = \mathbf{L}_l^{1\beta}$ и $\dot{\mathbf{L}}^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_n^{1\beta} = \dot{\mathbf{L}}_l^{1\beta}$. В такой ситуации поверхность $S_{1\beta}$ будет излучать только продольные упругие волны, а колебания поверхности $S_{1\beta}$ вдоль направления вектора нормали будут представлять, фактически, ее перемещения параллельно самой себе. Полученные результаты позволяют сделать следующий важный вывод, который мы используем далее. Полость в твердом теле будет излучать только продольные упругие волны в том случае, когда колебательные движения, ограничивающей эту полость поверхности, происходят только вдоль направления вектора нормали. При этом модуль нормальной составляющей вектора скорости, а также модуль нормальной компоненты вектора смещения, должны быть постоянными вдоль поверхности полости.

Критерии, определяющие условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения, были рассмотрены в работе [4]. Эти критерии сформулированы на основе анализа уравнения баланса энергии разрушающегося твердого тела, которое (если пренебречь конвективным потоком энергии, а также кондуктивной теплопроводностью материала образца) в квазистационарном случае имеет вид [4, 18]:

$$v_k \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_i} + \sigma_{ik} v_{ik} + C_{AE} + C_\Omega = 0, \quad (8)$$

где v_{ik} — осредненный тензор скоростей деформации; $C_{AE} = v_{12}^2 \rho L^{(12)} e_i^{(12)} v_i$ — мощность АЭ, генерируемая единичным объемом твердого тела; $C_\Omega = \gamma_{12} \mu_{12} \Omega$ — скорость изменения поверхностной энергии единицы объема твердого тела; γ_{12} — параметр, характеризующий скорость относительного изменения УВП Ω при деформации межфазных границ; μ_{12} — коэффициент поверхностного натяжения на межфазной поверхности S_{12} . Частными случаями (8) являются уравнения [4, 18]:

$$v_k \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_i} + C_{AE} = 0; \quad (9)$$

$$\sigma_{ik} v_{ik} + C_\Omega = 0. \quad (10)$$

Режим развития процесса разрушения будет различным в зависимости от соотношения между первым и вторым слагаемыми слева в (8) [4, 18]. Когда они одного порядка, энергия внешнего воздействия расходуется как на АЭ, так и на изменение поверхностной энергии материала. Если первое слагаемое слева в (8) много больше второго, процесс разрушения описывается соотношением (9). На этом этапе развития процесса разрушения мощность упругих сил практически полностью расходуется на генерацию сигналов АЭ. Если первое слагаемое слева в (8) много меньше второго, справедливо соотношение (10). На этом эволюционном этапе развития процесса разрушения мощность упругих сил тратится только на изменение поверхностной энергии материала.

Процедура восстановления структурных характеристик твердого тела по АЧ-спектру АЭ была рассмотрена в [14]. В соответствии с ней звуковое поле, генерируемое межфазной поверхностью S_{12} , было представлено в виде суперпозиции полей акустически эквивалентного ТПП ансамбля излучающих сферических полостей (монополей), параметры которого должны удовлетворять определенным условиям [14, 16]. Возможность замены звукового поля, возбуждаемого поверхностью S_{12} , эквивалентным ему полем ансамбля сферических монополей, обусловлена тем, что сигналы АЭ регистрируются обычно на расстояниях много больших характерных размеров трещин (включений). Поэтому, если эти размеры малы по сравнению с длиной излучаемой волны, то в волновой зоне, генерируемое трещинами поле, практически совпадает с расходящейся сферически симметричной волной, создаваемой монополем с объемной скоростью равной скорости изменения объема включения [16, 19]. В данной работе трещины будут моделироваться полостями, имеющими форму сплюснутого эллипсоида вращения с различным соотношением между длинами его большой a и малой b полуосей. Сплюснутый ($a > b$) эллипсоид вращения при стремлении длины его малой полуоси b к нулю будет моделировать круговую дискообразную трещину. Особенности изменения формы сплюснутого эллипсоида вращения при $b \rightarrow 0$ могут быть исследованы на основе анализа поведения в этом случае средней и гауссовой кривизны его поверхности [20]. Таким образом, в данной работе при интерпретации результатов наблюдений АЭ будет использован ансамбль излучающих полостей в виде сплюснутых эллипсоидов вращения, моделирующих при $b \rightarrow 0$ кру-

говую дискообразную трещину. Для того чтобы эта совокупность эллипсоидальных полостей была акустически эквивалентна ТПП твердого тела, на нее следует наложить те же условия, которым удовлетворял ансамбль сферических монополей [14, 16].

РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проведения интерпретации были использованы приведенные в [12, 13] данные по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным через $t_1 = 25$ мин и $t_2 = 36,1$ мин после приложения нагрузки к образцу бетона. Эти спектры опубликованы в [21], а также представлены на рис. 1. Восстановим на моменты времени t_1 и t_2 распределения по размерам мощности акустического излучения, генерируемого ансамблем эллипсоидальных полостей. Кроме того, проанализируем характер изменения этого распределения за промежуток времени между моментами регистрации АЧ-спектров. В работе [4] при изучении временных изменений распределения по размерам мощности АЭ, генерируемой ансамблем сферических монополей, рассматривались гармонические сферическисимметричные колебания шаровой полости, когда направления вектора скорости и единичного вектора $e_i^{(12)}$ в направлении силы, действующей на ее поверхности, совпадают. Тогда выражение для C_{AE}^r — мощности акустического излучения сферических полостей с радиусами в интервале от r до $r + \Delta r$, полученное из общего соотношения $C_{AE} = v_{12}^2 \rho L^{(12)} e_i^{(12)} v_i$, будет иметь вид [4]:

$$C_{AE}^r = v_r^3 \rho L_r^2, \quad (11)$$

где v_r и L_r — частота и амплитуда колебаний поверхности полости радиуса r . Данные о v_r и L_r берутся из АЧ-спектра АЭ. Полная мощность АЭ, генерируемая ансамблем сферических полостей, получается суммированием выражений (11) [4]:

$$C_{AE} = \sum_r C_{AE}^r = \sum_r v_r^3 \rho L_r^2. \quad (12)$$

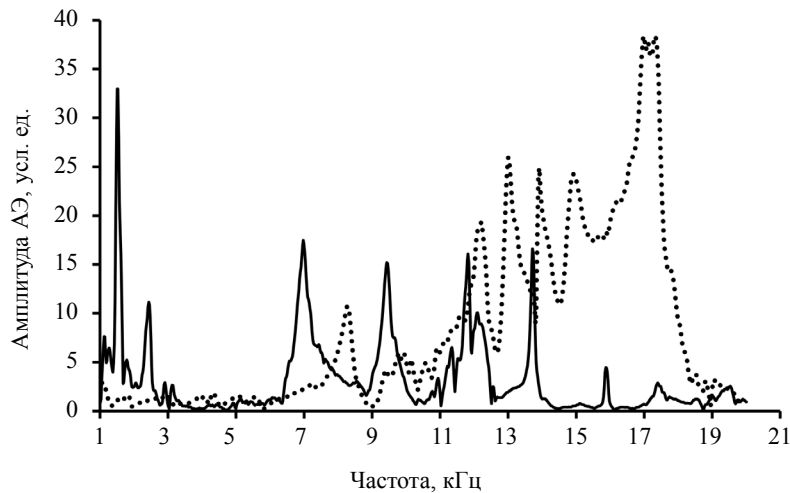


Рис. 1. Амплитудно-частотные спектры АЭ на моменты времени t_1 и t_2 . Пунктирная линия — момент времени t_1 , сплошная линия — момент времени t_2 .

Проблема в данном случае заключается в том, что непосредственно использовать соотношения (11) и (12) для расчета мощности, генерируемой ансамблем эллипсоидальных полостей, к сожалению, нельзя, так как нет оснований считать, что направления вектора скорости колебаний их поверхности и вектора $e_i^{(12)}$ совпадают. В связи с этим необходимо отметить, что каждая из эллипсоидальных полостей излучает, вообще говоря, как продольные, так и поперечные упругие волны. Далее мы будем анализировать только поле продольных волн АЭ, излучаемых поверхностями этих полостей. Выше уже было сказано, что если размеры включений много меньше длины волны, то в зоне регистрации сигналов АЭ главная часть звукового поля, генерируемого включением произ-

вольной формы, практически совпадает с расходящейся сферическисимметричной волной, излучаемой пульсирующей сферой малого радиуса с объемной скоростью, равной скорости изменения объема включения [16, 19]. Отсюда следует, что если мы сопоставим эллипсоидальной полости сферическую полость, скорость изменения объема которой равна скорости изменения объема эллипсоидальной полости, то они будут акустически эквивалентны. Выберем в качестве акустически эквивалентной эллипсоидальной полости сферическую полость в твердом теле, совершающую сферически симметричные гармонические колебания ее поверхности с постоянной по этой поверхности скоростью, направленной по радиусу полости. В силу того, что радиальная, а также совпадающая с ней нормальная компонента вектора скорости, постоянны вдоль поверхности полости, такая сферическая полость будет излучать, как было показано выше, только продольные упругие волны в твердом теле. Выбор сферической полости, акустически эквивалентной эллипсоидальной полости, следует также подчинить условию, в соответствии с которым скорости изменения их объемов равны между собой [16]. Далее в качестве акустически эквивалентной эллипсоидальной полости мы будем рассматривать сферическую полость, имеющую равный с ней объем. Тогда радиус r такой сферической полости, определяемый из условия равенства ее объема объему $V_{el} = 4/3\pi a^2 b$ эллипсоидальной полости, будет $r = \sqrt[3]{a^2 b}$. Таким образом, мы будем использовать для каждой эллипсоидальной полости ансамбля акустически эквивалентную и равновеликую ей по объему сферическую полость. При этом расчет значений мощности АЭ, генерируемой ансамблем эллипсоидальных полостей, будет проводиться в соответствии с (11) и (12).

Совокупность излучающих эллипсоидальных полостей будет характеризоваться двумерным массивом (матрицей) элементов с различными значениями длины полуосей a и b . Будем рассматривать эллипсоидальные полости с полуосями, изменяющимися в пределах от a до $a+\Delta a$ и от b до $b+\Delta b$, как отдельную фазу (или как отдельную составляющую ТПП) [14, 16]. Тогда каждой паре интервалов изменения длины полуосей Δa и Δb будет соответствовать свое значение УВП Ω , осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$, а также частоты ν и амплитуды L . При этом частота АЭ ν для этой совокупности эллипсоидальных полостей будет определяться соотношением (4). Разобьем шкалы изменения длин полуосей a и b , а также шкалу частот в АЧ-спектре АЭ, на промежутки. Обозначим элементы матрицы полуосей в виде (a_i, b_j) , где a_i — значение длины большой полуоси из i -го интервала шкалы ее изменения, b_j — значение длины малой полуоси из j -го интервала шкалы ее изменения. Затем каждому значению частоты ν и амплитуды L необходимо поставить в соответствие величину полуосей эллипсоидальных полостей a и b . С этой целью преобразуем формулу (4) для частоты АЭ при некоторых упрощающих предположениях [14]. Пренебрегая давлением газа в порах и трещинах, в соответствии с законом Гука, можем записать оценку $\Delta\sigma \sim ELr^{-1}$, где r — характерный размер составляющей ТПП, E — упругий модуль. У довольно широкого класса гетерогенных материалов структура такова, что $\Omega \sim 1/r$, тогда, в соответствии с (4), $\nu \sim r^{-1}(E/\rho)^{1/2}$. При других моделях среды зависимость между ν и r может быть иной. Однако обратно пропорциональная зависимость между этими величинами в целом сохранится. Таким образом, для установления соответствия между (ν, L) и (a, b) мы будем использовать тот факт, что шкалы изменения частот и характерных размеров полостей разнонаправлены [14]. В качестве характерного размера эллипсоидальной полости выберем радиус $r = \sqrt[3]{a^2 b}$ акустически эквивалентной и равновеликой ей по объему сферической полости. Для установления соответствия между значениями частот и длин полуосей упорядочим элементы матрицы (a_i, b_j) по возрастанию радиуса $r(a_i, b_j)$ акустически эквивалентной сферической полости таким образом, чтобы минимальному его значению соответствовала максимальная частота в АЧ-спектре, а максимальному — минимальная [14]. В результате, каждой ячейке матрицы полуосей (a_i, b_j) будет поставлено в соответствие значение амплитуды L и частоты ν . В силу этого построенное далее распределение мощности акустического излучения по длинам полуосей эллипсоидальных полостей будет являться фактически и ее спектром. Говоря о величине интервалов изменения длин полуосей эллипсоидальных полостей, отметим, что, согласно [22], средний характерный размер пор и трещин в цементсодержащих материалах составляет по порядку величины десятки микрон. Исходя из этого, мы предполагали, что излучает весь набор эллипсоидальных полостей, большие полуоси a которых изменяются в пределах от 10 до 100 мкм. В силу того, что мы рассматриваем моделирующие дискообразную трещину уплощенные ($b \ll a$) эллипсоиды вращения, интервал изменения длины полуоси b был взят от 0,1 до 1 мкм.

Длина малой полуоси b представляет собой половину величины максимального раскрытия трещины. Поэтому далее мы иногда будем называть b — раскрытием трещины. При построении распределений мощности АЭ, генерируемой ансамблем эллипсоидальных полостей, использова-

лись ее относительные значения C_{rel}^r , которые вычислялись по формуле $C_{rel}^r = C_{AE}^r / C_{AE}$, где C_{AE}^r и C_{AE} определяются в соответствии с (11) и (12). При этом верхний индекс указывает на то, что C_{rel}^r и C_{AE}^r относятся к акустически эквивалентной (для эллипсоидальной полости) сферической полости. В силу того, что ее радиусу $r = \sqrt[3]{a^2 b}$ поставлена в соответствие ячейка матрицы полуосей эллипсоидальных полостей, величины C_{AE}^r и C_{rel}^r являются, фактически, функциями a и b , $C_{AE}^r = C_{AE}^r(a, b)$, $C_{rel}^r = C_{rel}^r(a, b)$. При этом в соотношении (12) суммирование по r сводится к суммированию по всем интервалам изменения длин полуосей a и b . Величина $C_{rel}^r = C_{rel}^r(a, b)$ изменяется вдоль соответствующей поверхности в прямоугольной декартовой системе координат, часть плоскости xOy которой (при $x \geq 0$ и $y \geq 0$) является областью определения переменных a (абсцисса) и b (ордината). Сами значения C_{rel}^r откладываются вдоль оси z . Для анализа особенностей изменения C_{rel}^r в зависимости от a и b можно использовать сечения поверхности, характеризующей эту величину плоскостями $b = \text{const}$, зафиксировав значение длины малой полуоси. Совокупность таких сечений будет давать представление о морфологии самой поверхности, характеризующей C_{rel}^r .

На рис. 2 представлены распределения относительных значений мощности акустического излучения C_{rel}^r в моменты времени t_1 и t_2 при четырех фиксированных значениях длины малой полуоси $b = 0,1$ мкм, $b = 0,4$ мкм, $b = 0,7$ мкм и $b = 1$ мкм. Анализируя графики на рис. 2, прежде всего отметим, что как в момент времени t_1 , так и в момент времени t_2 , с ростом длины малой полуоси b происходит смещение всех максимумов распределения C_{rel}^r в сторону уменьшения длины большой полуоси a . Например, в момент времени t_1 , когда $b = 0,1$ мкм, главный максимум в распределении C_{rel}^r наблюдается при $a = 43,1$ мкм; когда $b = 0,4$ мкм — при $a = 21,4$ мкм; когда $b = 0,7$ мкм — при $a = 16,2$ мкм; когда $b = 1$ мкм — при $a = 14,1$ мкм. Аналогичная закономерность наблюдается и при $t = t_2$. Другая особенность графиков на рис. 2 заключается в том, что в моменты времени t_1 и t_2 величина максимумов распределения C_{rel}^r при увеличении длины полуоси b в среднем уменьшается, причем в момент времени t_2 падение их значений при росте b более существенное. Таким образом, на основе анализа характера изменения C_{rel}^r в рассматриваемых сечениях можно сделать вывод о том, что к моментам времени t_1 и t_2 в материале образца относительно невелика мощность акустического излучения, генерируемого трещинами, как с большими, так и малыми длинами полуосей a и b , а также с малыми значениями a и большими значениями b .

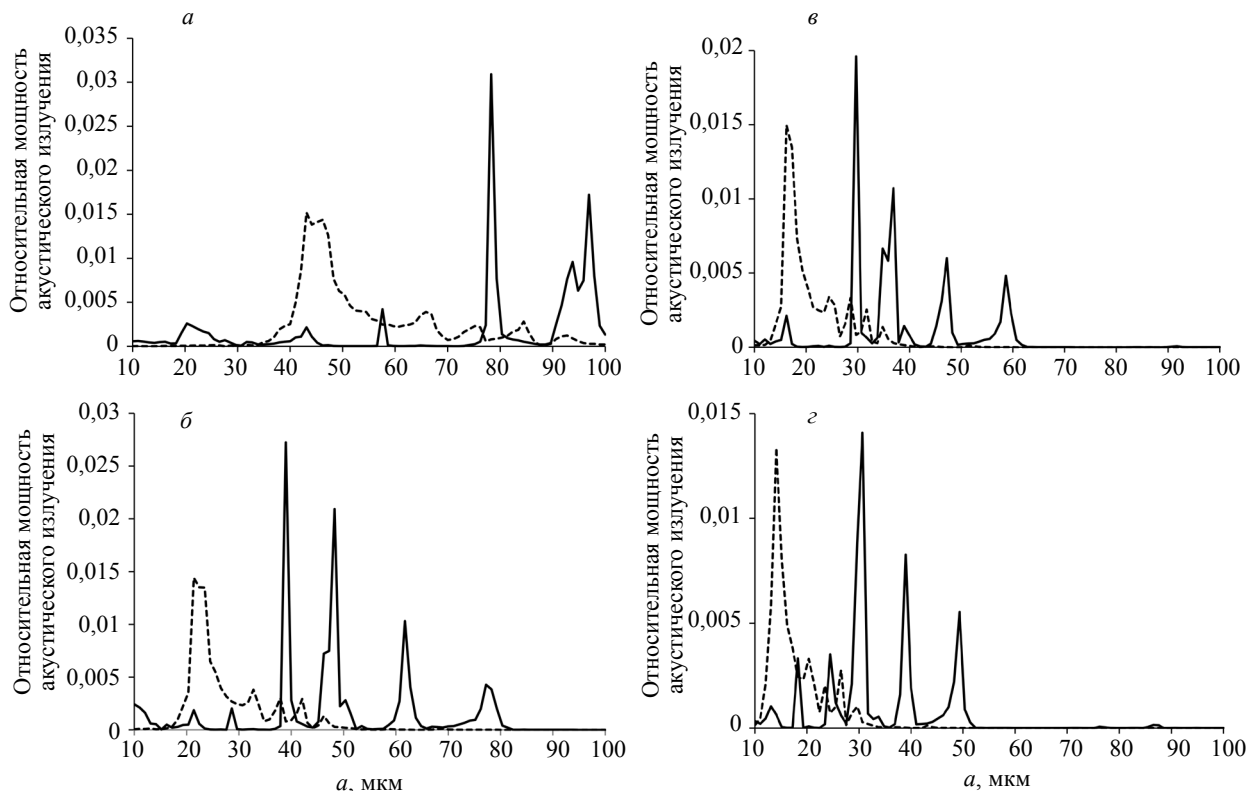


Рис. 2. Распределение относительных значений мощности акустического излучения C_{rel}^r : $b = 0,1$ мкм (а); $b = 0,4$ мкм (б); $b = 0,7$ мкм (в); $b = 1$ мкм (г). Штриховая линия — момент времени t_1 , сплошная линия — момент времени t_2 .

Вместе с тем, в моменты времени t_1 и t_2 основная доля излучения обусловлена трещинами с большой длиной полуоси a и малой величиной раскрытия b . Как показывают расчеты, при $t = t_1$ доля мощности акустического излучения, генерируемого трещинами из интервала изменения a от 10 до 100 мкм и b от 0,1 до 0,4 мкм, составляет 55,4 %, а доля излучения, обусловленного трещинами из интервала изменения b от 0,7 до 1 мкм, составляет 27,4 %. В момент времени t_2 доля мощности акустического излучения, генерируемого трещинами из интервала изменения b от 0,1 до 0,4 мкм, составляет 54,3 %, а доля излучения, обусловленного трещинами из интервала изменения b от 0,7 до 1 мкм, составляет 28,1 %. Что же касается мощности АЭ C_{AE} , генерируемой всеми эллипсоидальными полостями ансамбля, рассчитанной в соответствии с (12), то ее величина при $t = t_1$ $C_{AE}(t_1)$ превышает соответствующее значение при $t = t_2$ $C_{AE}(t_2)$ в 26,8 раза. Проведем сравнительный анализ графиков сечений распределения C_{rel}^r в моменты времени t_1 и t_2 . При $t = t_1$ и $b = 0,1$ мкм акустическое излучение генерируется, в основном трещинами с длиной большой полуоси a , изменяющейся в интервале от 35 до 100 мкм. В момент времени t_2 излучение, обусловленное трещинами с величиной большой полуоси a от 35 до 75 мкм (за исключением двух пиков при $a = 43,1$ и $a = 57,6$ мкм), практически прекращается, а основная его часть генерируется трещинами, имеющими значения a из промежутка от 75 до 100 мкм. Таким образом, в данном сечении при $t = t_2$ возрастает доля акустического излучения, обусловленного трещинами, имеющими относительно более высокие значения длины полуоси a , что приводит к смещению графика распределения C_{rel}^r в том же направлении. Аналогичная закономерность наблюдается в сечениях $b = 0,4$ мкм, $b = 0,7$ мкм и $b = 1$ мкм. Еще одна важная особенность сечений C_{rel}^r , представленных на рис. 2, состоит в том, что в момент времени t_2 наблюдаются более узкие локальные максимумы в распределении C_{rel}^r , чем в момент времени t_1 . Более всего заметна эта закономерность при небольших значениях длины малой полуоси $b = 0,1$ мкм и $b = 0,4$ мкм. При этом в момент времени t_2 в промежутках между локальными максимумами величина C_{rel}^r близка к нулю. Это означает, что акустическое излучение в этих интервалах изменения длины полуоси a практически отсутствует. Объяснить такой дискретный (линейчатый) характер спектра мощности АЭ в момент времени t_2 можно следующим образом. Известно, что АЭ, сопровождающая процессы разрушения, вызвана излучением упругих волн растущими трещинами [9, 10, 12, 13, 15]. Тогда из анализа графиков на рис. 2 следует, что в момент времени t_2 АЭ обусловлена, в основном растущими трещинами, имеющими строго определенный дискретный набор значений длины большой полуоси a , соответствующих локальным максимумам в распределении C_{rel}^r . Выявленные закономерности поведения распределения величины C_{rel}^r в рассматриваемых сечениях в моменты времени t_1 и t_2 позволяют говорить о том, что поверхность, ее характеризующая, в течение промежутка времени $t_2 - t_1$ деформируется со смещением (неодинаковым для различных значений b) ее максимумов в сторону увеличения длины большой полуоси a . Одновременно, при $t = t_2$ в области больших значений длины полуоси a происходит рост узких локальных максимумов в распределении C_{rel}^r . Отсюда следует, что к моменту времени t_2 происходит перераспределение акустического излучения в пользу дискретного набора трещин, имеющих в среднем более высокие значения длины полуоси a и небольшие значения раскрытия b . Это означает, что по мере развития процесса разрушения в образце, в течение промежутка времени $t_2 - t_1$ происходит рост трещин с появлением при $t = t_2$ трещин, имеющих относительно более высокие значения длины полуоси a .

Проанализируем кинетику роста трещин при различных режимах развития процесса разрушения и исследуем ее связь с наблюдаемым распределением C_{rel}^r , представленным на рис. 2. На этапе, удовлетворяющем соотношению (8), процесс разрушения сводится к образованию и небольшому росту микротрещин, которые чаще всего хаотично распределены в твердом теле. Энергия внешнего воздействия расходуется в данном случае как на относительно слабое акустическое излучение, так и на не очень значительное увеличение поверхностной энергии. Когда справедливо соотношение (10), вся мощность упругих сил практически полностью расходуется на изменение поверхностной энергии материала. Рост магистральных трещин на этапах развития процесса разрушения, описываемых соотношениями (8) и (10), практически не происходит, поэтому появление дискретного спектра мощности АЭ, подобного тому, который наблюдается на рис. 2, маловероятно. При режимах развития процесса разрушения, удовлетворяющих условиям (8) и (10), возникает, вероятно, только так называемая непрерывная АЭ, сигналы которой характеризуются относительно высокой частотой и малой амплитудой [6]. Связанная с ростом трещин дискретная АЭ [6], в энергетическом спектре которой могут появиться характерные пики, похожие на те, что наблюдаются на рис. 2, на этапах развития процесса разрушения, удовлетворяющих соотношениям (8) и (10), практически отсутствует. Когда процесс разрушения описывается соотношением (9), справедливо неравенство $v_k \partial \sigma_{ik} / \partial x_i \gg \sigma_{ik} v_{ik}$. В этом случае

производные компонент тензора упругих напряжений достаточно велики, а производные компонент скоростей деформации малы по сравнению с их значениями, соответствующими (8). Такая ситуация возникает, прежде всего, в окрестности вершин трещин. Как известно [3, 23, 24], компоненты тензора упругих напряжений очень сильно возрастают с уменьшением расстояния от вершины трещины, при этом значительно увеличиваются и производные этих компонент. При таких высоких значениях упругих напряжений в локальной области вблизи вершин растущих трещин может происходить существенное увеличение температуры [24]. Это приведет к тому, что в этих областях твердого тела, находящихся в метастабильном состоянии, резко возрастет вероятность образования зародышей микротрещин [25], а вследствие их объединения — самих микротрещин. В такой ситуации возобладает тенденция, в соответствии с которой возникающие микротрещины начнут образовывать в окрестности вершин уже существующих трещин скопления (кластеры), трассирующие будущую магистральную трещину. При этом вновь появляющиеся микротрещины будут группироваться, преимущественно вблизи вершины растущей магистральной трещины, а их слияние приведет к ее росту [24]. Энергетические затраты на образование микротрещин и их слияние будут в данном случае невелики по сравнению с энергией АЭ, генерируемой колебаниями поверхностей растущих магистральных трещин. Таким образом, расти и излучать будут те магистральные трещины, вблизи вершин которых наиболее высока вероятность образования микротрещин и их кластеризация. Это означает, что на этапе развития процесса разрушения, который описывается соотношением (9), АЭ будет генерироваться растущими магистральными трещинами с вполне определенным дискретным набором длин полуосей. Именно рост этой группы трещин и может привести к появлению акустического излучения, спектр мощности которого имеет дискретный (линейчатый) характер, с ярко выраженными узкими пиками значений C_{rel}^r , подобный тому, который наблюдается на рис. 2 при $t = t_2$. Необходимо отметить, что похожая особенность спектра мощности АЭ прослеживается (особенно отчетливо при $b = 0,7$ мкм и $b = 1$ мкм) и в момент времени t_1 . Дискретному характеру спектра на рис. 2 может быть дано объяснение и с термодинамических позиций. Как известно, в соответствии с принципом Ле-Шателье, внешнее воздействие на твердое тело стимулирует в нем комплекс процессов, которые стремятся ослабить результаты этого воздействия [25, 26]. Разрушение, сопровождающееся необратимым изменением структурных характеристик твердого тела, является одним из процессов подобного рода. При достаточно малых скоростях внешнего воздействия разрушение можно рассматривать как равновесный (квазистатический) процесс, в ходе развития которого параметры среды меняются с течением времени физически бесконечно медленно, поэтому разрушающееся твердое тело все время находится в равновесных состояниях [26]. Иначе говоря, при этих условиях процесс разрушения представляет собой последовательность медленно сменяющих друг друга состояний, в каждом из которых параметры, характеризующие материал, имеют значения, соответствующие термодинамическому равновесию. Отсюда следует, что при протекании процессов, стремящихся ослабить внешнее воздействие, некоторые термодинамические характеристики (например, термодинамические потенциалы [25, 26]) разрушающегося твердого тела будут близки к своим равновесным минимальным значениям. Если считать, например, что процесс разрушения происходит при постоянных объеме и температуре, близкой к своему минимальному значению будет свободная поверхностная энергия единицы объема твердого тела [14]. А это, в свою очередь, означает, что при постоянстве коэффициента поверхностного натяжения к минимальному значению будет стремиться УВП материала [14]. Таким образом, по мере развития процесса разрушения величина УВП будет иметь тенденцию к уменьшению. Отсюда следует, что в процессе разрушения твердого тела будет доминировать такое, приводящее к уменьшению УВП, явление, как слияние микротрещин с образованием и дальнейшим развитием магистральных трещин больших характерных размеров. При этом расти будет та группа магистральных трещин, вблизи вершин которых наиболее благоприятны термодинамические условия для образования и кластеризации микротрещин. Процесс роста магистральных трещин будет сопровождаться АЭ. Совокупность растущих и излучающих магистральных трещин с вполне определенным дискретным набором размеров больших полуосей будет давать линейчатый спектр мощности АЭ, подобный тому, который наблюдается на рис. 2. При этом акустическое излучение, генерируемое трещинами промежуточных размеров, либо будет очень незначительным, либо растущие трещины таких размеров в момент регистрации АЧ-спектра вообще отсутствуют. В этом случае в распределении C_{rel}^r возникнут участки между локальными максимумами значений C_{rel}^r , где акустического излучения практически нет (см. рис. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для учета такого фактора, как форма поверхности трещины, при интерпретации результатов наблюдений АЭ предложено рассматривать ее как полость в виде сплюснутого эллипсоида вращения. При стремлении длины малой полуоси к нулю, эллипсоид вращения будет моделировать трещину круговой дискообразной формы. С использованием данных по двум АЧ-спектрам АЭ, зарегистрированным в процессе разрушения образца бетона, восстановлены соответствующие распределения мощности АЭ, зависящие от длины полуосей излучающих эллипсоидальных полостей. Исследование эволюции построенных распределений показало, что в рассматриваемые моменты времени основная доля акустического излучения обусловлена трещинами с большой длиной полуоси a и малой величиной раскрытия b . Анализ, проведенный с использованием кинетических представлений, позволил сделать вывод о том, что дискретный характер спектра мощности акустического излучения обусловлен ростом определенной группы магистральных трещин на таком этапе развития процесса разрушения, когда мощность упругих сил практически полностью расходуется на генерацию сигналов АЭ. Выводы, полученные на основе исследования эволюции спектра мощности АЭ с использованием кинетических представлений, были подтверждены и дополнены результатами анализа, проведенного с термодинамических позиций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Регель В.Р., Слуцкер А.Н., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
2. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985. 255 с.
3. Партон В.С., Морозов Е.М. Механика упругопластического разрушения. М.: Наука, 1985. 504 с.
4. Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Исследование режимов развития процесса разрушения на основе данных наблюдений акустической эмиссии // Физическая мезомеханика. 2017. Т. 20. № 4. С. 77—84.
5. Грешиников В.А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 272 с.
6. Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
7. Буйло С.И. Физико-механические, статистические и химические аспекты акустико-эмиссионной диагностики. Ростов-на-Дону: Изд-во ЮФУ, 2017. 184 с.
8. Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И. Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С. 31—36.
9. Степанова Л.Н., Петрова Е.С., Чернова В.В. Прочностные испытания лонжерона из углепластика с использованием методов акустической эмиссии и тензометрии // Дефектоскопия. 2018. № 4. С. 24—30.
10. Чернов Д.В., Матюнин В.М., Барат В.А., Марченков А.Ю., Елизаров С.В. Исследование закономерностей акустической эмиссии при развитии усталостных трещин в низкоуглеродистых сталях // Дефектоскопия. 2018. № 9. С. 21—30.
11. Степанова Л.Н., Чернова В.В., Кабанов С.И. Анализ процессов разрушения образцов из углепластика с использованием акустической эмиссии и тензометрии // Дефектоскопия. 2023. № 7. С. 3—13.
12. Niccolini 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. No. 4. P. 046115 (1—5).
13. 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. No. 2. P. 105—110.
14. Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование результатов наблюдений акустической эмиссии для изучения структурных характеристик твердого тела // Акустический журн. 2015. Т. 61. № 5. С. 622—630.
15. Пантелеев И.А. Анализ тензора сейсмического момента акустической эмиссии: микромеханизмы разрушения гранита при трехточечном изгибе // Акустический журн. 2020. Т. 66. № 6. С. 654—668.
16. Беликов В.Т. Интерпретация результатов наблюдений акустической эмиссии в разрушающемся твердом теле // Прикладная механика и техническая физика. 2023. Т. 64. № 3. С. 199—206. DOI: 10.15372/PMTF202215200
17. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1984. 560 с.
18. Беликов В.Т. Условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения твердого тела // Известия РАН. Механика твердого тела. 2020. № 2. С. 28—39. DOI: 10.31857/S0572329920010055
19. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
20. Норден А.П. Краткий курс дифференциальной геометрии. М.: Физматгиз, 1958. 244 с.

21. 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.
22. Alder P. M. Porous media: geometry and transports. Stoneham: Butterworth-Heinemann, 1992. 544 p.
23. Левин В.А., Морозов Е.М., Матвиенко Ю.Г. Избранные нелинейные задачи механики разрушения. М.: Физматлит, 2004. 408 с.
24. Партон В.З. Механика разрушения от теории к практике. М.: Наука, 1990. 240 с.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.
26. Базаров И.П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1991. 376 с.

REFERENCES

1. Regel V.R., Slutsker A.N., Tomashevsky E.E. Kinetic nature of the strength of solids. Moscow: Nauka, 1974. 560 p.
2. Panin V.E., Likhachev V.A., Grinyaev Yu.V. Structural levels of deformation of solids. Novosibirsk: Nauka, 1985. 255 p.
3. Parton V.S., Morozov E.M. Mechanics of elastoplastic fracture. Moscow: Nauka, 1985. 504 p.
4. Belikov V.T., Ryzkin D.G. Study of the development regimes of the destruction process based on observational data of acoustic emission // Physical mesomechanics. 2017. V. 20. No. 4. P. 77—84.
5. Greshnikov V.A., Drobot Yu.B. Acoustic emissions. Moscow: Publishing house of standards, 1976. 272 p.
6. Baranov V.M. Acoustic measurements in nuclear power. Moscow: Energoatomizdat, 1990. 320 p.
7. Buylo S.I. Physico-mechanical, statistical and chemical aspects of acoustic emission diagnostics. Rostov-on-Don: Southern Federal University Publishing House, 2017. 184 p.
8. Aleinikov A.L., Belikov V.T., Nemzorov N.I. Acoustic emission in heterogeneous media // Defectoscopya. 1993. No. 3. P. 31—36.
9. Stepanova L.N., Petrova E.S., Chernova V.V. Strength testing of a carbon fiber spar using acoustic emission and strain gauge methods // Defectoscopya. 2018. No. 4. P. 24—30.
10. Chernov D.V., Matyunin V.M., Barat V.A., Marchenkov A.Yu., Elizarov S.V. Study of the patterns of acoustic emission during the development of fatigue cracks in low-carbon steels // Defectoscopya. 2018. No. 9. P. 21—30.
11. Stepanova L.N., Chernova V.V., Kabanov S.I. Analysis of the processes of destruction of carbon fiber samples using acoustic emission and strain measurement // Defectoscopya. 2023. No. 7. P. 3—13.
12. Niccolini G., Schiavi A., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuella A. Scaling in temporal occurrence of quasi-rigid body vibration pulses due to macro-fractures // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. No. 4. P. 046115 (1—5).
13. Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuella A. Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47. No. 2. P. 105—110.
14. Belikov V.T., Ryzkin D.G. Using the results of observations of acoustic emission to study the structural characteristics of a solid body // Acoustic Journal. 2015. V. 61. No. 5. P. 622—630.
15. Pantelev I.A. Analysis of the seismic moment tensor of acoustic emission: micromechanisms of granite destruction under three-point bending // Acoustic Journal. 2020. V. 66. No. 6. P. 654—668.
16. Belikov V.T. Interpretation of the results of observations of acoustic emission in a collapsing solid // Applied mechanics and technical physics. 2023. V. 64. No. 3. P. 199—206. DOI: 10.15372/PMTF202215200
17. Sedov L.I. Continuum mechanics. V. 2. Moscow: Nauka, 1984. 560 p.
18. Belikov V.T. Conditions for the implementation of possible modes of development of the process of destruction of a solid body, Izvestiya RAS // Mechanics of solids. 2020. No. 2. P. 28—39. DOI: 10.31857/S0572329920010055
19. Isakovich M.A. General acoustics. Moscow: Nauka, 1973. 496 p.
20. Norden A.P. Short course in differential geometry. Moscow: Fizmatgiz, 1958. 244 p.
21. Belikov V.T., Ryzkin D.G. Study of changes in the structural characteristics of a solid using amplitude-frequency spectra of acoustic emission // Physical mesomechanics. 2016. V. 19. No. 3. P. 103—109.
22. Alder P.M. Porous media: geometry and transports. Stoneham: Butterworth-Heinemann, 1992. 544 p.
23. Levin V.A., Morozov E.M., Matvienko Yu.G. Selected nonlinear problems of fracture mechanics. Moscow: Fizmatlit, 2004. 408 p.
24. Parton V.Z. Fracture mechanics from theory to practice. Moscow: Nauka, 1990. 240 p.
25. Landau L.D., Lifshits E.M. Statistical physics. Moscow: Nauka, 1964. 568 p.
26. Bazarov I.P. Thermodynamics. Moscow: Higher School, 1991. 376 p.