УДК 622.02:539.2
ББК 33.1
Ш66

Книга соответствует «Гигиеническим требованиям к изданиям книжным для взрослых» СанПиН 1.2.1253–03, утвержденным Главным государственным санитарным врачом России 30 марта 2003 г. (*ОСТ 29.124–94*). *Санитарно-эпидемиологическое заключение Федеральной службы по надзору в сфере защиты прав потребителей и благополучия человека № 77.99.60.953.Д.014367.12.14*

Рецензенты:

- акад. РАН, д-р физ.-мат. наук *В.В. Адушкин*;
- акад. РАН, д-р физ.-мат. наук *А.О. Глико*;
- д-р физ.-мат. наук *А.В. Пономарёв*

Шкуратник В.Л., Новиков Е.А., Вознесенский А.С., Винников В.А.

Ш66 Термостимулированная акустическая эмиссия в геоматериалах. — М.: Издательство «Горная книга», 2015. — 241 с.: ил.

ISBN 978-5-98672-401-0 (в пер.)

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований термостимулированной акустической эмиссии (ТАЭ) в геоматериалах. Рассмотрены теоретические модели, объясняющие некоторые механизмы формирования ТАЭ, обусловленные действующими в геосреде термонапряжениями. Дано описание аппаратурного и методического обеспечения для измерения параметров ТАЭ в образцах геоматериалов при различных схемах и режимах термического воздействия на них. Приведены результаты экспериментального изучения закономерностей ТАЭ в геоматериалах во взаимосвязи с их свойствами, структурой, составом и напряженно-деформированным состоянием.

Для научных и инженерно-технических работников, специализирующихся в области горной геофизики, геоакустики и геомеханики, определения параметров структуры, минерального состава, свойств и напряженного состояния горных пород, а также аспирантов и студентов, ведущих исследования в этих и смежных областях.

ISBN 978-5-98672-401-0

УДК 622.02:539.2
ББК 33.1

© В.Л. Шкуратник, Е.А. Новиков, А.С. Вознесенский, В.А. Винников, 2015
© Издательство «Горная книга», 2015
© Дизайн книги. Издательство «Горная книга», 2015

ВВЕДЕНИЕ

Акустическая эмиссия (АЭ) представляет собой явление излучения упругих волн, возникающее в результате необратимых или частично обратимых изменений структуры твердых тел под влиянием внешних и внутренних факторов различной физической природы. Принято считать, что это явление было установлено в середине XIX века при деформировании олова, которое сопровождалось характерными звуковыми эффектами, получившими название «крик олова».

В 1928 году была опубликована работа А.Ф. Иоффе, посвященная механическим свойствам кристаллов, которая условно может рассматриваться в качестве первой, где была отмечена взаимосвязь АЭ геоматериала с процессом его деформирования [1]. Отраженные в этой работе исследования, проведенные на образцах каменной соли, показали, что сдвиговые деформации в них происходят малыми скачками, каждый из которых «сопровождается шумами, напоминающими тиканье часов». При этом «скачки становятся заметными и слышимыми только при значительной пластической деформации», а их частота увеличивается с ростом приложенной к образцу механической нагрузки.

Первые целенаправленные фундаментальные исследования АЭ были проведены в конце 40-х — начале 50-х годов прошлого века учеными США и ФРГ [2, 3]. Причем учеными ФРГ различные акустико-эмиссионные эффекты изучались не только в синтезированных конструкционных, но и в геоматериалах. Наиболее важные результаты при этом были получены в Мюнхенской высшей горной школе И. Кайзером, который в 1950 г. защитил первую в истории докторскую диссертацию, посвященную изучению особенностей АЭ и возможных ее механизмов. Свои эксперименты он проводил, в частности, на образцах песчаника размером 16×4×4 мм, одноосное механическое нагружение которых сопровождалось регистрацией

параметров АЭ и попыткой связать величину этих параметров с прочностными и упругими свойствами геоматериала.

И. Кайзеру принадлежит также приоритет в открытии так называемого акустико-эмиссионного эффекта памяти, наблюдаемого при циклическом нагружении горных пород с возрастающей от цикла к циклу амплитудой напряжения. Суть эффекта заключается в том, что при напряжениях, меньших максимального значения предшествующего цикла, активность АЭ остается близкой к фоновому уровню, а при достижении этого максимального значения скачкообразно возрастает, достигая максимального уровня активности предшествующего цикла.

Описанный эффект впоследствии получил имя своего первооткрывателя (эффект Кайзера). Он постоянно привлекал внимание исследователей самых разных стран в связи с возможностью его использования для оценки величин напряжений, испытанных горными породами в земной коре. К настоящему времени теоретически и экспериментально установлены основные закономерности формирования и проявления эффекта в горных породах различных генотипов, в том числе в условиях сложного напряженного состояния. Результаты исследований эффекта Кайзера более чем за пятидесятилетний период и методические вопросы его использования для решения задач геоконтроля отражены в многочисленных отечественных и зарубежных публикациях и обобщены в двух изданных в нашей стране монографиях [4, 5].

Возвращаясь к истории акустико-эмиссионных исследований, следует отметить, что с середины 50-х годов прошлого столетия возникло понимание того, что АЭ может являться одним из наиболее эффективных средств мониторинга разрушения горных пород в реальном времени. Этому во многом способствовали успешные результаты использования сигналов АЭ, возникающих в напряженном массиве, для прогноза опасных динамических явлений на угольных шахтах [6]. В то же время было начато систематическое изучение закономерностей АЭ на образцах горных пород [7], которое позволило выявить ряд преимуществ акустико-эмиссионного метода исследований. В частности, это возможность регистрации отдельных актов раз-

рушения, которая не может быть реализована с использованием таких интегральных индикаторов поврежденности породы, как нелинейные деформации, изменение скоростей распространения упругих волн и их затухания. Локация источников АЭ позволяет дистанционно определять пространственное положение очагов разрушения и судить о его изменениях в процессе нагружения. Последнее обстоятельство выгодно отличает метод АЭ от микроскопии, которая дает картину трещиноватости лишь на момент окончания опыта и, по сути, является разрушающим методом контроля, так как требует изготовления шлифов.

Обращает на себя внимание тот факт, что метод АЭ как инструмент выявления растущих трещин в конструкционных материалах, несмотря на существенные затраты, связанные с его развитием, начал применяться только с середины 60-х годов. В вышедшей в 1970 г. под редакцией Р. Шарпа монографии по неразрушающему контролю отмечалось, что «обнаружение и анализ сигналов АЭ в твердых телах является новым методом с многообещающими возможностями» [8], что косвенно свидетельствует о нереализованности этих возможностей на тот момент времени.

Сказанное, конечно, относится и к геоматериалам, сложность которых как объектов акустико-эмиссионных исследований представляется достаточно очевидной. Тем не менее такие исследования никогда не прекращались, а их интенсивность по мере совершенствования соответствующего аппаратурного и методического обеспечения возрастала, ограничиваясь, правда, изучением особенностей и эффектов акустической эмиссии, возникающей в образцах горных пород под влиянием преимущественно механического нагружения. Полученные при этом основные результаты обобщены в обзорной работе [9]. Они свидетельствуют о том, что в настоящее время акустическая эмиссия может рассматриваться как один из наиболее эффективных инструментов при решении исследовательских задач в области физики прочности, пластичности и разрушения геоматериалов.

Понятно, что, будучи следствием разномасштабных разрывов сплошности, АЭ в горных породах возникает не только при ме-

ханических, но и при других воздействиях. Так, например, она сопровождает процессы водонасыщения и высыхания горных пород [10], их растворения [11] и нагревания [12]. Возникающую под влиянием последнего из указанных видов воздействия АЭ принято называть термостимулированной акустической эмиссией (ТАЭ). Закономерностям ее проявления в горных породах и возможностям использования этих закономерностей для решения практических задач геоконтроля как раз и посвящена настоящая монография.

Наблюдаемый в последние годы рост интереса к исследованию ТАЭ обусловлен рядом объективных факторов. Во-первых, нагревание образцов горных пород может осуществляться бесконтактно, а значит, оно не предъявляет жестких требований к их форме и размерам. Во-вторых, ТАЭ возникает во всех типах горных пород, что характерно, конечно же, и для АЭ, сопровождающей механическое нагружение образцов, однако, в отличие от последнего, нагревание не создает контактных акустических помех. В-третьих, и это самое главное, особенности ТАЭ в горных породах во взаимосвязи с их составом, структурой, свойствами и состоянием до недавнего времени оставались практически не изученными.

Предлагаемая вниманию читателя монография является первой, где собраны и обобщены оригинальные результаты исследований ТАЭ в горных породах, полученные за последние 10 лет в Московском государственном горном университете (в настоящее время Горный институт НИТУ «МИСиС»).

Хотя основная часть этих исследований представлена экспериментальной составляющей, все же авторы сочли целесообразным в первой главе рассмотреть теоретические модели ТАЭ, которые необходимы для обоснования эффективных алгоритмов и режимов соответствующих измерительных экспериментов и адекватной интерпретации их результатов. Понятно, что без таких моделей было бы невозможно также объяснить природу и механизмы ТАЭ в горных породах, а также установить взаимосвязи ее параметров с искомыми характеристиками геосреды.

Во второй главе монографии дано подробное описание специализированного аппаратурного обеспечения экспериментальных

исследований ТАЭ в горных породах, что представляется вполне логичным, поскольку такое обеспечение ранее отсутствовало. Соответствующие эксперименты если и проводились, то носили единичный характер и имели ограничения как по режимам нагревания образцов, так и по измеряемым информативным параметрам АЭ. Ранее даже не предпринимались попытки создания измерительных установок для исследования ТАЭ в образцах горных пород, находящихся в условиях статического напряженно-деформированного состояния.

Третья глава посвящена разработке подходов к решению задачи идентификации горных пород по их термоакустоэмиссионным паспортам, а также экспериментальной проверке возможности такой идентификации. Показано, что на надежность решения этой задачи значительно влияет скорость нагревания исследуемых образцов, оптимальное значение которой обосновано на базе соответствующих экспериментальных данных и компьютерного моделирования. Предложен и апробирован алгоритм идентификации горных пород по их экспериментально полученным термоакустограммам.

В четвертой главе отражены результаты экспериментальных исследований взаимосвязи между параметрами ТАЭ геоматериалов и их минеральным составом, прочностными свойствами, а также структурными особенностями. Отдельное внимание уделено обоснованию возможности использования метода ТАЭ для цензурирования исследуемой выборки с целью выявления в ней образцов с аномальной дефектностью.

Очевидно, что деформации и напряжения, которые испытывают горные породы в массиве, неизбежно должны оказывать влияние на проявления ТАЭ в них. В связи с этим экспериментальным исследованиям такого влияния применительно к горным породам различных генотипов посвящена глава 5 настоящей работы. Хотя эти исследования ограничиваются условиями одноосного механического нагружения образцов, тем не менее их можно рассматривать как первый шаг к будущему использованию метода ТАЭ для оценки напряженно-деформированного состояния горных пород в массиве.

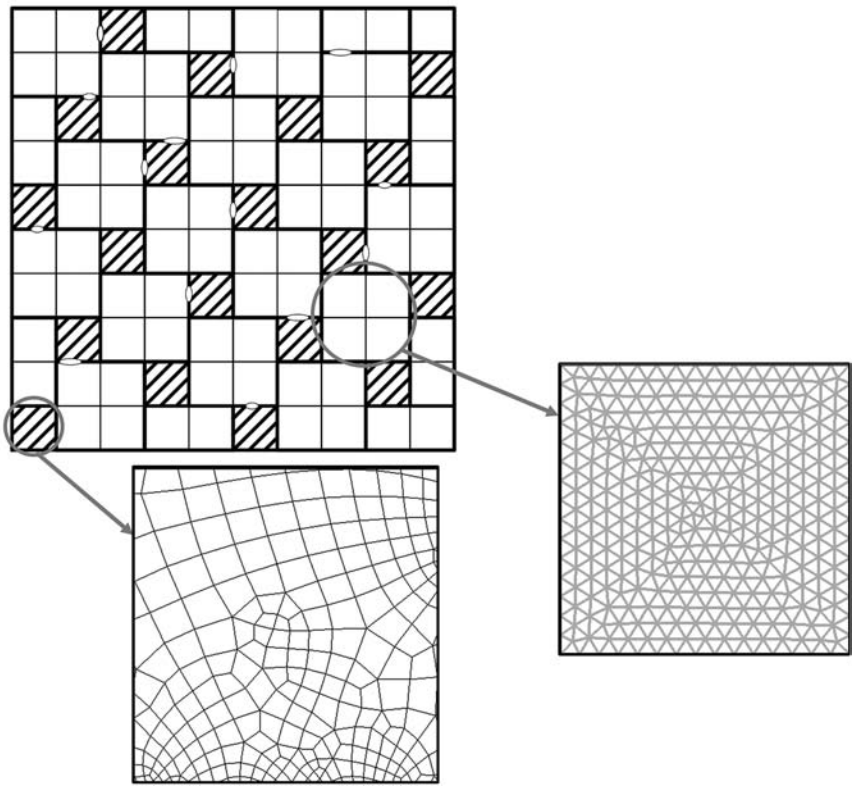
Завершает монографию глава, посвященная изучению закономерностей ТАЭ в угле во взаимосвязи со степенью его поврежденности, которая в свою очередь взаимосвязана со степенью окисленности углей, во многом определяющей условия сохранения их качества при хранении и транспортировке. Выделение углей в отдельный объект термоакустоэмиссионных исследований понятно, если учесть специфичность их механических и теплофизических свойств, которые принципиально отличаются от аналогичных свойств классических пластичных и хрупких горных пород.

Исследования, результаты которых отражены в настоящей монографии, проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 07-05-00045, 10-05-00141, 13-05-00168).

Авторы выражают глубокую благодарность кандидатам технических наук С.В. Вильямову, С.В. Кучурину, В.Г. Нестеровой, кандидату физико-математических наук П.Е. Сизину и доктору технических наук С.А. Эпштейн, принимавших на разных этапах участие в работах по исследованию ТАЭ геоматериалов.

ГЛАВА
1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ



> И наиболее руководящей из всех наук, и в большей мере руководящей, чем <всякая> наука служебная, является та, которая... отдает предпочтение знанию ради знания, познанию первых элементов и причин, ибо с их помощью и на их основе познается все остальное... познает, ради чего надлежит делать каждую вещь; а такою конечною целью в каждом случае является благо и вообще наилучшее во всей природе.
>
> *Аристотель*

В качестве источников генерации термостимулированной акустической эмиссии (ТАЭ) в горных породах выступают рост и закрытие микро- и макротрещин, трение между их берегами, испарение влаги и взрыв газово-жидких включений, фазовые переходы, схлопывание пор, процессы двойникования, выход на границы зерен дислокаций и их скоплений. Однако вклад каждого из указанных источников в результирующую, а тем более регистрируемую ТАЭ существенно различен. Он зависит, с одной стороны, от минерального состава, структурных и текстурных особенностей, исходной поврежденности, упругих, прочностных, теплофизических, акустических свойств объекта исследований и режимов его нагревания, а с другой — от энергии и спектрального состава упругих импульсов, порождаемых соответствующим источником. Так, например, согласно существующим оценкам, на излучение упругих волн расходуется не более 1% энергии, связанной с дислокационными механизмами, а спектр соответствующих им сигналов АЭ простирается до частот, превышающих 10^{10} Гц [13]. Понятно, что с учетом высокого частотно-зависимого затухания упругих волн в горных породах подобные сигналы в принципе не могут быть зарегистрированы даже самой совершенной акустико-эмиссионной измерительной аппаратурой.

С учетом сказанного при обосновании приведенных ниже теоретических моделей будем исходить из того, что основным источником ТАЭ в горных породах являются обусловленные термонапряжениями процессы трещинообразования и скачкообразного подрастания трещин. Причем сложность этих процессов

и различие условий, в которых они протекают, не позволяют ограничиться одной моделью и объясняют необходимость рассмотрения с использованием принципиально близких подходов нескольких их вариантов.

1.1. ОСНОВНЫЕ ПОДХОДЫ К ПОСТРОЕНИЮ МОДЕЛЕЙ. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Термостимулированная акустическая эмиссия представляет собой совокупность упругих импульсов, возникновение которых в породе обусловлено зарождением и ростом в ней трещин под влиянием вызванных нагревом внутренних термонапряжений.

При этом рост трещин может происходить как внутри минерального зерна при достаточно высоком градиенте температур, так и на границах минеральных зерен вследствие анизотропии величины их термической деформации, обусловленной анизотропией свойств этих зерен. Очевидно, что для создания моделей ТАЭ необходимо знать закономерности распространения тепла в многокомпонентной анизотропной полиминеральной среде, каковой является горная порода, чтобы затем на основе определенного в каждой точке породы теплового поля рассчитывать величину термических напряжений и прогнозировать рост трещин. Для этого необходимо:

- определить тепловое поле в неоднородной однокомпонентной поликристаллической среде в квазистационарной постановке;
- распространить найденное решение о тепловом поле в неоднородной однокомпонентной поликристаллической среде на двухкомпонентную (многокомпонентную) поликристаллическую среду, учтя при этом взаимное влияние структурных элементов этой среды друг на друга;
- рассчитать параметры модели, позволяющие учесть взаимное влияние структурных элементов многокомпонентной поликристаллической среды (т.е. ее структуру и текстуру) в различных случаях.

В большинстве классических работ, описывающих распространение тепла в горной породе, физические свойства последней представлены лишь интегральными (усредненными) характеристиками, значения которых в основном сведены в справочнике [14], что справедливо для кристаллов кубической сингонии. В том случае, если теплопроводность определяется для кристаллов тригональной и гексагональной сингоний, где задается коэффициент теплопроводности в направлении, параллельном λ_{II} и перпендикулярном $\lambda_{\perp}$ оптической оси, имеется возможность выразить коэффициент теплопроводности в любом направлении, образующем угол φ с оптической осью, по следующей формуле:

$$\lambda_{\varphi} = \lambda_{\parallel} \cos^2 \varphi + \lambda_{\perp} \sin^2 \varphi \,. \tag{1.1}$$

В классическом труде Г. Карслоу и Д. Егера [15] приведено определение коэффициентов теплопроводности для анизотропного кристалла произвольной сингонии через компоненты тензора теплопроводности. Однако вследствие трудности точного измерения теплопроводности (в частности, кристаллов) даже в настоящее время количество надежных экспериментальных данных о значениях λ весьма невелико. Приведенное в [15] уравнение теплопроводности для однородной анизотропной среды без внутренних источников тепла имеет вид

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \lambda_2 \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} + \lambda_3 \frac{\partial^2 T}{\partial \varsigma^2} \,, \tag{1.2}$$

где ρ — плотность среды; c — ее теплоемкость; T — температура; λ_1, λ_2, λ_3 — главные значения тензора теплопроводности, а ξ, η, ς — главные оси теплопроводности, обычно совпадающие с осями симметрии кристалла. Отметим, что поскольку возможен переход от произвольных компонент тензора теплопроводности к главным значениям $\{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3\}$, то возможен и обратный переход, который, правда, не всегда однозначен.

Именно на таком уравнении теплопроводности базируются серьезные исследования температурных полей в однородных анизотропных средах.

Однако горная порода, как правило, представляет собой конгломерат различных минеральных агрегатов, каждый из них

представляет собой однородную анизотропную среду. Эти минеральные агрегаты хотя и расположены случайным образом по отношению друг к другу, тем не менее образуют текстуру, причем важнейшими из первичных групп текстур являются массивная, вкрапленная (пятнистая) и полосчатая (слоистая) [16, 17].

Вообще говоря, структурно-неоднородные материалы могут состоять из одной, двух и более изотропных или анизотропных фазовых составляющих, разграниченных поверхностями раздела и отличающихся своей пространственной ориентацией, формой, физико-механическими свойствами [18].

Поведение и свойства микронеоднородных материалов обусловлены сложным взаимодействием большого числа образующих структуру элементов. В силу малости элементов неоднородности и статистического характера их распределения в такой среде можно выделить представительные объемы, свойства которых одинаковы и соответствуют характеристикам всего материала. Следовательно, микронеоднородную среду можно считать макроскопически однородной и характеризовать набором эффективных упругих или пластических коэффициентов, связывающих усредненные по всему объему среды характеристики внешних полей напряжений и деформаций.

Именно проблема определения эффективных характеристик стала одной из фундаментальных задач современной науки и привлекает внимание большого числа исследователей. Несмотря на значительное количество как оригинальных исследований, так и работ обзорного характера, эту проблему нельзя считать окончательно решенной. Модель поликристаллической среды с кристаллографической текстурой (горные породы, металлы и их сплавы и др.) является наиболее сложной в математическом описании моделью микронеоднородной среды со случайными локальными характеристиками физико-механических свойств. Поликристаллы с кристаллографической текстурой анизотропны, их свойства не могут быть описаны с использованием методов, полученных для изотропных материалов [19, 20].

Одним из простейших подходов к описанию анизотропной среды является представление породы в виде матрицы, обладающей одними свойствами, в которой определенным (или случайным) образом распределены включения заданных размеров

с другими свойствами (так называемые смеси). Исследования теплопроводности смесей методами теории обобщенной проводимости (на континуальных моделях) проводились начиная с конца XIX века.

Первой работой в рассматриваемом направлении следует считать труд Максвелла [21], в котором автор рассчитал эффективное электрическое поле системы, состоящей из сплошной изотропной массы, в которую вкраплены частицы сферической формы (следует отметить существование тесной взаимосвязи задач теплопроводности и электропроводимости материалов).

Исследование обобщенной проводимости анизотропных структур проводилось только на моделях двух типов с замкнутыми включениями. Первая из них, исследованная Рэлеем [22], предполагала, что центры включений невытянутой формы располагались в узлах прямоугольной решетки с различным шагом в направлении трех главных осей. В другой модели анизотропной текстуры центры включений располагаются в узлах кубической или тетраэдрической решетки, а анизотропия в системе достигается за счет вытянутости включений. Такая модель принята в работах [23, 24], причем включения представлялись эллипсоидами вращения, центры тяжести которых находятся в вершинах простейшей кубической решетки.

Формулы, полученные на основе этих моделей, содержат выражение обобщенной проводимости в неявной форме, являются весьма громоздкими и неудобными для расчетов. Кроме того, функциональные зависимости, полученные на их основе для включений в виде сфер, эллипсоидов вращения или цилиндров, перестают работать при достижении концентрацией включений некоторого порогового значения, когда эти включения начинают физически пересекаться [25].

Но самым главным недостатком метода обобщенной проводимости является тот факт, что в результате мы получаем усредненную характеристику среды, малопригодную для расчетов теплового поля в конкретной точке анизотропной горной породы.

Весьма интересные исследования термоупругости тел неоднородной структуры приведены в монографии [26]. В ней изложено современное состояние исследований термоупругос-

ти тел с непрерывной неоднородностью; кусочно-однородных тел; тел с зависящими от температуры физико-механическими характеристиками.

Фактически изложенные в этой работе основы теории и методы решения задач теплопроводности и термоупругости тел неоднородной структуры с использованием обобщенных функций образуют новое направление в термомеханике твердого деформируемого тела. Для составления исходных дифференциальных уравнений и решения соответствующих краевых задач теплопроводности для кусочно-однородных тел (в случае выполнения на поверхностях сопряжения их однородных элементов условий идеального термомеханического контакта) был выбран метод, основанный на применении обобщенных функций, который позволяет получать единые решения для всей области их определения. В этом случае физико-механические характеристики таких тел и коэффициенты теплоотдачи с их поверхности могут быть описаны для всего тела (поверхности) как единого целого с помощью единичных характеристических функций. В результате подстановки представленных таким образом характеристик в дифференциальные уравнения второго порядка теплопроводности и термоупругости или в условия теплообмена третьего рода с переменными коэффициентами теплоотдачи получаются дифференциальные уравнения, или граничные условия, содержащие коэффициентами ступенчатые функции, дельта-функцию Дирака и ее производную.

Тепловое поле в неоднородной однокомпонентной поликристаллической среде в квазистационарной постановке может быть найдено из решения вспомогательной задачи, сформулированной следующим образом. В бесконечной среде, подвергнутой мгновенному нагреванию до температуры T, задан тензор коэффициентов теплопроводности $\Lambda_{\alpha\beta}(x_n)$. В этой среде имеется включение конечных размеров с тензором коэффициентов теплопроводности $\Lambda^1_{\alpha\beta}(x_n)$. Требуется найти распределение температуры внутри включения.

Очевидно, суммируя найденные распределения температур внутри каждого такого включения, можно построить температурное поле во всей неоднородной среде, содержащей сово-

купность включений, и определить температурные градиенты на их границах.

Для решения вспомогательной задачи запишем уравнение теплопроводности

$$\nabla_\alpha \sigma_\alpha(x_n) = -q(x_n), \tag{1.3}$$

где $q(x_n)$ — суммарная скорость выделения тепла в единичном объеме (при отсутствии источников она равна нулю); $\sigma_\alpha(x_n)$ — количество тепла, протекающего в среде в единицу времени через единичную площадку.

Очевидно, что

$$\sigma_\alpha(x_n) = \Lambda_{\alpha\beta}(x_n)\,\varepsilon_\beta(x_n), \tag{1.4}$$

причем $\varepsilon_\beta(x_n) = \operatorname{grad} T$. Тогда имеем тензорное дифференциальное уравнение второго порядка, которое понимается в обобщенных функциях:

$$\nabla_\alpha \Lambda_{\alpha\beta}(x_n)\nabla_\beta T(x_n) = -q(x_n). \tag{1.5}$$

Сведем полученное уравнение к интегральному, введя функцию Грина $G(x_n)$:

$$(\operatorname{grad} T)_\alpha + \int_V K_{\alpha\beta}(x_n - x_n')\Lambda^1_{\beta\mu}(x_n')(\operatorname{grad} T)_\mu\, dV = (\operatorname{grad} T^0)_\alpha, \tag{1.6}$$

где $K_{\alpha\beta}(x_n) = -\nabla_\alpha \nabla_\beta G(x_n)$; $\Lambda^1_{\beta\mu}(x_n) = \Lambda^1_{\beta\mu}(x_n) - \Lambda^0_{\beta\mu}(x_n)$, а объем $V \to \infty$. Символом $(\operatorname{grad} T^0)_\alpha$ обозначен тензор градиента температур во внешней среде.

Поскольку в силу определения функции Грина $\nabla_\alpha \Lambda^0_{\alpha\beta}(x_n)\nabla_\beta G(x_n) = -\delta(x_n)$, то согласно [27, 28]

$$G(x_n) = \begin{cases} \dfrac{1}{4\pi \vec{r}(x_n)} & \text{при } n = 3; \\ \dfrac{\ln(\vec{r}(x_n))}{2\pi} & \text{при } n = 2. \end{cases} \tag{1.7}$$

Вычислим теперь интеграл, стоящий в левой части уравнения (1.6), равный разности градиентов температур во включении и во внешней среде. Воспользовавшись преобразованием Фурье, получим для указанного интеграла:

$$A = A^0_{\alpha\beta} = \frac{1}{\xi}\int_V K^*_{\alpha\beta}(u;k)\,dV, \tag{1.8}$$

где ξ — нормирующий множитель, величина которого зависит от размерности задачи; V — единичная площадь (объем включения), по которой (по которому) производится интегрирование,

$$K^*_{\alpha\beta}(u;k) = \left(k_\lambda \Lambda_{\lambda\mu} k_\mu\right)^{-1} k_\lambda k_\mu .$$

Воспользовавшись обратными преобразованиями, определим искомую разность градиентов температур, возникающую на границе включения и среды [29]:

$$(\text{grad}\, T^0)_\alpha - (\text{grad}\, T)_\alpha = (I + A(\Lambda^1 - \Lambda^0))^{-1} T , \qquad (1.9)$$

где I — единичный двухвалентный тензор.

Для многокомпонентной среды величину перепада температур на границе зерен можно определить по формуле [30]:

$$\nabla T = \left(I + A\lambda^1\right)^{-1} \left[I + \frac{1}{n} \int B\left(x - x'\right) W\left(x - x'\right) \right]^{-1} \nabla T^0 , \qquad (1.10)$$

где $W\left(x - x'\right)$ — функция влияния [31, 32]; $B_{ij}(x) = -\nabla_i \nabla_j G(x)$; $G(x)$ — функция Грина для бесконечной однородной среды с тензорной характеристикой $\lambda^0_{ij}(x)$, удовлетворяющей уравнению $\nabla_i \lambda^0_{ij} \nabla_j G(x) = -\delta(x)$.

Таким образом, представленные выше математические построения позволили обосновать и разработать математическую модель распространения тепла в многокомпонентной анизотропной среде с учетом ее текстурных особенностей, что необходимо для дальнейшего вычисления термических напряжений и прогнозирования единичных актов роста трещин, обусловливающих ТАЭ.

1.2. БАЗОВАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

После определения теплового поля в многокомпонентной анизотропной среде можно рассчитать термические напряжения, возникающие в ней, и далее построить базовую модель ТАЭ, которая основывается на следующих допущениях.

1. Предполагаем, что рассматриваемый объем горной породы представлен совокупностью структурных элементов, обладаю-

щих разными тепловыми свойствами (в частности, разными величинами коэффициентов теплопроводности). В качестве структурных элементов могут выступать, например, минеральные зерна, их агрегаты или составные части агрегатов, не обязательно являющиеся зернами. Считаем, что на границах между этими структурными элементами расположены микротрещины, имеющие характерный размер $2L$, а весь рассматриваемый объем подвергается мгновенному нагреву по границам до заданной температуры. Подведенная таким образом тепловая энергия в дальнейшем распределяется между структурными элементами в соответствии с их тепловыми свойствами.

2. Считаем, что, во-первых, ни до ни после температурного воздействия берега трещин не могут сомкнуться и в силу этого при росте трещин трение по этим берегам отсутствует; во-вторых, раскрытие трещин весьма мало и их наличие существенно не искажает тепловое поле в рассматриваемом объеме горной породы. При этом естественно предположить, что большее влияние на тепловое поле окажут сами границы структурных элементов, а не расположенные вдоль них микротрещины.

При таком подходе нагрев образца может моделироваться изменением температуры, до которой осуществляется мгновенный нагрев по границам, а временные факторы (темп роста температуры, время выдержки между циклами) в данной модели не учитываются. Рост трещин в соответствии с представлениями механики разрушения происходит при условии превышения коэффициентом интенсивности напряжений (КИН) K критического значения K_c.

Будем считать, что однородный тепловой поток постоянной интенсивности q действует на квазиоднородную изотропную среду, в которой перпендикулярно направлению этого потока расположена трещина длиной $2L$ с раскрытием s. С учетом полученного в [33] для этого случая решения задачи термоупругости можно записать следующие выражения КИН вблизи вершины трещины соответственно первого, третьего и второго типа:

$$K_{\mathrm{I}}(\pm L) = K_{\mathrm{III}}(\pm L) = 0; \quad K_{\mathrm{II}}(\pm L) = \mp \frac{\alpha E \sqrt{\pi}}{4(1-\nu)\lambda} q L^{3/2}, \qquad (1.11)$$

где α — коэффициент линейного теплового расширения, 1/К; E — модуль Юнга, Па; ν — коэффициент Пуассона; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

Поскольку $q/\lambda = \Delta T/s$, где ΔT — перепад температур на берегах трещины, рассчитываемый по формуле (1.10), то второе из соотношений (1.11) может быть записано в виде

$$K_{\mathrm{I}}(\pm L) = K_{\mathrm{III}}(\pm L) = 0; \quad K_{\mathrm{II}}(\pm L) = \mp \frac{\alpha E\sqrt{\pi}}{4(1-\nu)s}\Delta T L^{3/2}. \qquad (1.12)$$

В плоской постановке задачи рост трещины под воздействием температурного поля будет происходить, если определенный выражением (1.12) КИН второго типа превышает критическое значение K_c:

$$K_{\mathrm{II}}(\pm L) \geq K_c. \qquad (1.13)$$

В трехмерном случае необходимо рассмотреть дискообразную трещину радиусом L, тепловые потоки на поверхностях которой имеют различное направление. При этом согласно [34] с учетом сделанных выше замечаний КИН соответственно второго, третьего и первого типа вблизи вершины трещины будут определяться по следующим выражениям:

$$K_{\mathrm{II}}(\pm L) = K_{\mathrm{III}}(\pm L) = 0; \quad K_{\mathrm{I}}(\pm L) = \mp \frac{\alpha E\sqrt{\pi}}{4(1-\nu)s}\Delta T L^{3/2}. \qquad (1.14)$$

Таким образом, в трехмерном случае рост трещины под воздействием температурного поля будет происходить, если определенный вторым из выражений (1.14) КИН первого типа превысит критическое значение:

$$K_{\mathrm{I}}(\pm L) \geq K_c. \qquad (1.15)$$

При росте трещины, обусловленном воздействием температурных полей, вблизи ее вершины происходит перераспределение механических напряжений, приводящее к уменьшению КИН, и при достижении характерным размером трещины некоторого критического значения ее рост остановится. Следующая ступень температурного нагрева приведет к очередному росту и очередному акту АЭ и т.д.

Поскольку в подвергаемом нагреву объеме горной породы исходные микротрещины могут иметь различную длину, процесс

их роста происходит не лавинообразно, а с некоторым «размытием» по температурной шкале. Это наглядно иллюстрируют экспериментальные данные, представленные на рис. 1.1.

Единственный фактор, заложенный в данную модель, — градиент температур на берегах трещины. Модель не учитывает эффекты, обусловленные неравномерным нагревом зерен горной породы, и анизотропию их коэффициентов температурного расширения. Эти факторы должны привести к возникновению механических напряжений на границах зерен и могут привести к росту трещин, участвуя тем самым в формировании ТАЭ.

Описанная модель предполагает мгновенное распределение тепла в образце и не учитывает скорость роста температуры. Вместе с тем понятно, что при малой скорости нагрева образца термоакустоэмиссионные эффекты, скорее всего, проявляться не будут, так как термические напряжения будут успевать релаксировать, а градиент температур на границах трещин будет весьма мал. При большой скорости нагрева образца, по всей видимости, будут иметь место эффекты, обусловленные неравномерным расширением зерен горной породы, что не может быть описано предложенной моделью.

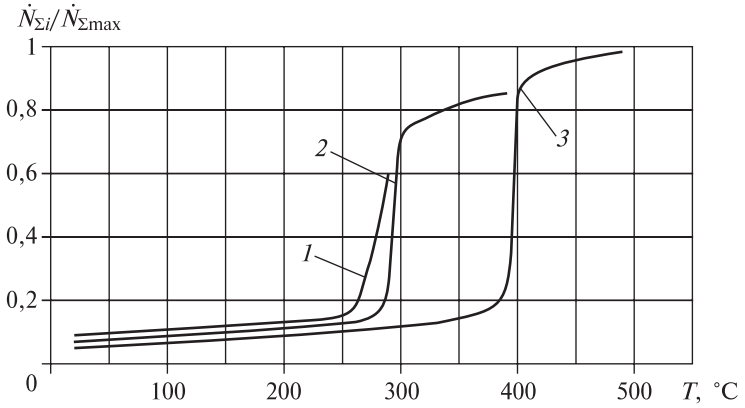


Рис. 1.1. Сглаженные зависимости нормированной (к максимальному значению $\dot{N}_{\Sigma max}$) активности акустической эмиссии $\dot{N}_{\Sigma i}$ в образце калийной соли от температуры в процессе первого (*1*), второго (*2*) и третьего (*3*) циклов нагревания (по данным [35])

В связи с этим ниже предлагается обоснование теоретических моделей ТАЭ, особенностью которых является учет термонапряжений, обусловленных различием температурных коэффициентов объемного расширения отдельных минеральных зерен, слагающих породу, а также неоднородностью температурного поля в образце.

1.3. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ОДНОРОДНОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ В ИССЛЕДУЕМОМ ОБРАЗЦЕ

При отсутствии градиентов температуры в среде, состоящей из элементов с различными величинами температурного коэффициента объемного расширения, единственным параметром, определяющим ТАЭ, является уровень текущей температуры. Чем значительнее он отличается от исходного уровня (для которого предполагается полное отсутствие механических напряжений внутри и на границах минеральных зерен), тем выше будут значения локальных напряжений и тем больше будет вероятность роста существующих и образования новых трещин и, как следствие, выше уровень активности акустической эмиссии (АЭ). Поскольку величина термонапряжений будет пропорциональна перепаду температур, можно ожидать близких друг другу значений производной числа импульсов АЭ $\dot{N}_\Sigma$ по температуре при различной скорости изменения последней.

Модель 1. Для качественной оценки ТАЭ рассмотрим простейшую модель: отдельное зерно будем рассматривать как включение в однородной матрице с отличным значением температурного коэффициента объемного расширения (ТКОР). При этом предположим, что в процессе повышения температуры окружающая среда воздействует на рассматриваемое зерно посредством жестких кинематических граничных условий, соответствующих тепловому расширению вещества матрицы. Тогда включение подвергается действию напряжения (сжатия), определяемого по формуле

$$\sigma = \Delta\alpha E \Delta T , \qquad (1.16)$$

где $\Delta\alpha$ — разница температурных коэффициентов объемного расширения окружающего вещества (матрицы) и включения;

E — модуль упругости включения; ΔT — изменение температуры по сравнению с исходным состоянием.

Внешняя область при этом будет испытывать воздействие в виде напряжения, действующего со стороны включения. Напряжения при этом будут обладать более сложной структурой, иметь касательные составляющие и убывать с увеличением расстояния от включения. На больших расстояниях ($r > 3r_0$) все компоненты напряжений от подобного концентратора имеют асимптотику следующего вида:

$$\sigma_e \sim \frac{\sigma}{(r/r_0)^3} f(\theta, \varphi), \tag{1.17}$$

где r — расстояние до включения; r_0 — характерный размер включения; $f(\theta, \varphi)$ — функция, зависящая от ориентации рассматриваемой точки относительно включения (углы θ и φ — соответственно долгота и широта в сферической системе координат).

Предположим, что рост существующих и образование новых трещин, а следовательно, и возникновение АЭ в породе происходят при достижении напряжениями некоторого критического значения $\sigma_{кр}$.

Под воздействием температуры вокруг каждого включения будет возникать область, внутри которой напряжения превосходят $\sigma_{кр}$, причем с увеличением ΔT объем этой области будет расти. Определяем из (1.16) и (1.17) ее размер:

$$r \sim \left(\frac{\Delta \alpha E \Delta T \, r_0^3}{\sigma_{кр}} f(\theta, \varphi) \right)^{1/3}. \tag{1.18}$$

Тогда объем, занимаемый данной областью, ограниченной поверхностью S, запишется так:

$$V \sim \left(\frac{E \, r_0^3}{\sigma_{кр}} \int_S f(\theta, \varphi) ds \right) \Delta \alpha \Delta T. \tag{1.19}$$

Предположив, что число импульсов АЭ $\dot{N}_\Sigma$ пропорционально объему области, внутри которой напряжения превышают $\sigma_{кр}$, получаем, что согласно рассматриваемой модели

$$\dot{N}_\Sigma(\Delta T) = \xi \Delta T, \tag{1.20}$$

где ξ — коэффициент пропорциональности, зависит от выражения, стоящего в скобках формулы (1.19). Он должен быть уточнен с учетом приближенности модели и ее геометрии, а также упругих свойств геосреды. Однако учитывая качественный характер приводимых рассуждений, его, скорее, следует определять экспериментально.

Модель 2. Рассмотренную выше модель можно уточнить, если предположить, что напряжения внутри включения получены из решения задачи не с жесткими, а с упругими граничными условиями. Предположим, что контактные напряжения на границе зерна σ_{ij}, равные напряжениям внутри включения, определяются из задачи Эшелби о напряжениях во включении из материала с иными свойствами, претерпевающем собственные деформации ε_{ij}^0 (в нашем случае вызваны температурными напряжениями):

$$\sigma_{ij} = E_{ijkl}^0 \left(S_{klpq} \varepsilon_{pq}^* - \varepsilon_{kl}^0 \right). \tag{1.21}$$

В (1.21) компоненты тензора ε_{mn}^* определяются из решения системы уравнений [36, 37]:

$$E_{ijkl}^1 \left(S_{klmn} \varepsilon_{mn}^* - \varepsilon_{kl}^0 \right) = E_{ijkl}^0 \left(S_{klmn} \varepsilon_{mn}^* - \varepsilon_{kl}^* \right), \tag{1.22}$$

где E_{ijkl}^0 и E_{ijkl}^1 — тензоры модулей упругости матрицы и включения соответственно; S_{ijkl} — компоненты тензора Эшелби, связывающие стесненную деформацию во включении ε_{kl}^* со свободной деформацией ε_{kl}^0 в нем [38]. В нашем случае собственные деформации определяются лишь разностью температурных коэффициентов объемного расширения матрицы и включения $\Delta\alpha_{ij}$, являющейся в общем случае тензором второго ранга:

$$\varepsilon_{ij}^0 = \Delta \alpha_{ij} \, \Delta T \, . \tag{1.23}$$

Следует заметить, что выражения (1.16) и (1.21) с учетом (1.23) отличаются друг от друга лишь коэффициентом, который, как и в предшествующей модели, должен определяться экспериментально, поэтому с точностью до постоянного множителя выражение для числа импульсов АЭ $\dot{N}_\Sigma$ (1.20) будет справедливо и для этой модели.

Модель 3. Важным типом концентраторов напряжений являются угловые точки границы, разделяющей материалы с

различными упругими свойствами. При внешнем нагружении зависимости для распределения напряжений вблизи двугранных углов границ раздела имеют степенную особенность:

$$\sigma_e \sim \frac{\Delta\alpha\,\Delta T}{r^k} f(\varphi), \tag{1.24}$$

где $f(\varphi)$ — функция, зависящая от местоположения рассматриваемой точки относительно угла поверхности раздела. Предположив, как и ранее в модели 1, что рост существующих и образование новых трещин, а также АЭ происходят в некоторой области, внутри которой напряжения превосходят $\sigma_{кр}$, получаем оценку для линейного размера этой области:

$$r \sim \left(\frac{\Delta\alpha\,\Delta T}{\sigma_{кр}} f(\varphi) \right)^{1/k}. \tag{1.25}$$

Так как сама область представляет собой двугранный угол, то ее объем

$$V \sim \left(\frac{l}{\sigma_{кр}^{2/k}} \int_S f^{2/k}(\varphi)\, ds \right) \Delta\alpha^{2/k}\, \Delta T^{2/k}, \tag{1.26}$$

где l — параметр размерности длины. Аналогично предыдущим моделям получаем, что число импульсов АЭ $\dot{N}_\Sigma$ является функцией разности температур:

$$\dot{N}_\Sigma(\Delta T) = \xi' \Delta T^\gamma, \tag{1.27}$$

где показатель $\gamma = 2/k > 4$, равно как и коэффициент пропорциональности ξ', определяется экспериментально.

Таким образом, напряжения, определяемые для каждой из моделей, пропорциональны разности между ТКОР включения и матрицы, умноженной на разность исходной и текущей температур. Объем зоны, где напряжения превышают критические и где может возникать ТАЭ, определяется степенной функцией от разности температур. Показатель степенной функции равен единице для первой и второй моделей и больше четырех для третьей модели.

Заметим, что значение показателя $\gamma = 1$ соответствует асимптотике дальнего (от включения) поля, в то время как значение $\gamma = 4$ отвечает асимптотике ближнего поля, поэтому следует