РЕАКЦИЯ ТРЕЩИНОВАТО-БЛОЧНЫХ СРЕД НА СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ И ЕСТЕСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Часть I. Эволюция трещин под переменными техногенными и естественными нагрузками

Б. П. Дьяконов, И. С. Файзуллин

АННОТАЦИЯ. Рассмотрены ведущие механизмы накопления и перераспределения напряжений на структурных элементах трещиновато-блочной геологической среды. Получены алгоритмы оценки смещений межблочных контактов и приращений длин трещин в зависимости от напряжённого состояния, свойств пород и амплитудно-временных характеристик действующих техногенных и естественных переменных нагрузок.

ABSTRACT. Leading mechanisms of accumulation and redistribution of strain on structural elements of crack-block geoenvironment are considered. Algorithms of an estimation of displacement of interblock contacts and increments of lengths of cracks depending on a tension, properties of breeds and peak-time characteristics of operating anthropogenic and natural variable loadings are received.

Можно считать установленным, что сейсмоакустические колебания, возбуждаемые с поверхности и из скважин, влияют на дебит нефтяных скважин и увеличивают нефтеотдачу пластов. Однако отсутствие чётких представлений о механизме такого воздействия препятствует разработке эффективной методики и не позволяет вывести технологию работ за рамки опытно-промышленных исследований. Из предложенных объяснений механизмов воздействия можно отметить следующие. В статье [5] предполагается, что основной эффект от воздействия возникает за счёт выделения газа под действием ультразвука, источником которого служит трение на контактах трещин и зёрен при прохождении сейсмических волн, и если газ образует микропузырьки, то нефтеотдача возрастает. В статье [1] воздействие связывается с резонансными колебаниями в блочных пластах, которые создают условия для генерации ультразвуковых волн, способных разрушать загустевшие нефтяные пленки в межблочных контактах коллектора. Авторы [4] считают, что эффект воздействия связан с повышением давления в пласте за счёт перемещения блоков. В статье [6] предлагается механизм сейсмического воздействия, основанный на влиянии слабых колебаний на пластическую деформацию продуктивного пласта, выведенного из состояния равновесия процессом разработки, и центральным элементом является генерация свободного газа из недонасыщенной нефти в пористой среде, при этом газовые пузырьки насыщают и увеличивают сжимаемость блокирующих плёнок и коллоидных образований, что создаёт условия для их усталостного разрушения под действием переменного нагружения. Авторы [7] основной эффект воздействия связывают с изменением трещиноватости, при этом в области повышенной трещиноватости происходит уменьшение её значений, а в области пониженной - увеличение.

Однако следует отметить, что во всех перечисленных работах не рассматривается механизм накопления изменений при слабых сейсмоакустических колебаниях, без чего нельзя разобраться в природе и принципе реализации сейсмоакустического воздействия. Установление указанного механизма имеет большое значение и для решения вопроса о влиянии естественных колебаний на динамику деформаций в земной коре, что представляет общегеологический интерес.

Рассмотрению этих вопросов и посвящена данная работа. В качестве примеров для количественных оценок взяты технология дистанционного сейсмоакустического воздействия из скважин и твёрдые лунно-солнечные приливы.

В общей постановке задача о динамике систем трещин и блоков в силовых полях достаточно сложна, особенно учитывая необратимость её развития как диссипативной системы. Поэтому в работе основное внимание уделено моделям трещин и граням блоков, которые раскрывают основные механизмы накопления деформаций при распространении волн малой интенсивности. В первой части работы рассматриваются модели одиночной трещины и границ блоков, во второй - вопросы взаимодействия трещин, а также влияние сейсмоакустических колебаний и твердых лунно-солнечных приливов на системы трещин. Полученные результаты используются для объяснения механизма сейсмоакустического воздействия и для оценки влияния слабых упругих колебаний на динамику деформаций земной коры.

КОНТАКТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГЕОСРЕДЕ

Одним из наиболее существенных элементов дискретных геологических структур являются поверхности сопряжения. Абсолютно гладких поверхностей, за редким исключением, не существует, и взаимодействие соседних шероховатых поверхностей в крупных трещинах и между блоками осуществляется через выступающие неровности - контакты, которые предохраняют среду от значительного уплотнения, сохраняя тем самым проницаемость пород и возможность фильтрации жидкостей и газов. В реальных условиях, когда среда находится в напряжённом состоянии, на контактах действуют сжимающие и тангенциальные усилия. Поэтому ещё до дистанционного сейсмоакустического воздействия (САВ) соседние блоки через контакты будут в состоянии предварительного смещения. Подобное состояние обеспечивает высокую тензочувствительность трещиновато-блочных зон и в значительной мере определяет эффективность САВ при решении ряда задач, включая повышение нефтеотдачи пластов. Однако достижение поставленной цели в значительной мере зависит от реакции среды на упругие колебания с учётом фоновой динамики в ней. Обратимся теперь к некоторым моделям блочной среды, используя результаты, полученные для квазистационарного варианта контактных задач [2], что удовлетворяется обычно, так как длины волн дистанционных САВ заметно больше размеров контактов и трещин.

Пусть поверхности блоков имеют выступы различной высоты. Под сжимающей нагрузкой *P* они деформируются. Сдвигающая нагрузка *q* вызывает относительное смещение блоков *S*. На такую же величину смещаются любые неровности на поверхностях, т. е. задача сводится к контактной. Конкретизируем рассматриваемую модель. Будем полагать выступы в виде шаровидных сегментов с одинаковыми упругими характеристиками и радиусами *a*, но разной высоты h_i. Взаимодействуют только выступы одной высоты. Коэффициент трения *f* на контактах одинаков. Сжатие выступов определяется по формуле [2]:

$$d_i = C\,p_i^{2/3}, \tag{1}$$

где *C* - константа, зависящая от *a* и упругих характеристик.

Подобная зависимость имеет место не только для шаров, но и при соприкосновении других тел конечных размеров. Учитывая, что вершины сегментов расположены на разных уровнях, они сжаты разными силами p_i, сумма которых $\Sigma p_i = P$. Ограничимся рассмотрением двух групп сегментов, различающихся только высотой. Это заметно упростит формулы и в то же время выявит наиболее существенные черты механизма взаимодействия блоков. Пусть уровни вершин сегментов первой группы больше на *h* относительно второй. Тогда сжатие контактов второй группы

$$d_2 = C\,p_2^{2/3}, \tag{2}$$

первой:

$$d_1 = d_2 + h = C p_1^{2/3}. \tag{3}$$

Их отношение

$$\frac{d_1}{d_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{2/3}; \tag{4}$$

сумма $p_1 + p_2 = P$.

Отсюда находим:

$$p_1 = Pb, \qquad p_2 = Pb\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{3/2},$$

$$b = \frac{1}{1+\left(\dfrac{d_2}{d_1}\right)^{3/2}}.$$

Таким образом, найдено распределение сил сжатия между двумя группами выступов, различающихся по высоте. Определим теперь реакцию контактов этих групп на тангенциальную нагрузку. Будем опираться на формулы для смещения тел сферической формы [2].

Тогда в первой группе:

$$S = Afp_1^{2/3}\left[1-\left(1-\frac{q_1}{fp_1}\right)^{2/3}\right], \tag{5}$$

где *A* - постоянный коэффициент.

Во второй группе

$$S = Afp_2^{2/3}\left[1-\left(1-\frac{q_2}{fp_2}\right)^{2/3}\right]. \tag{6}$$

Как показали Каттанео и Миндлин, сдвиговые усилия, не превосходящие силы трения, приводят к относительным смещениям (проскальзыванию) периферической части контакта [2]. Центральная зона деформируется без проскальзывания, оставаясь зоной сцепления, пока сдвиговое усилие остается меньше силы трения $q_i < fp_i$. Отсюда следует, что ключевое значение для состояния контакта имеет разность $(fp_i - q_i)$. Именно эти разности формируются в процессе предварительного смещения ещё до воздействия. Попытаемся теперь оценить соотношение разностей сил на контактах. Приравняв правые части формул (5 и 6) и используя соотношение (3 и 4), получим

$$\left[\left(fp_1-q_1\right)^{2/3}-\left(fp_2-q_2\right)^{2/3}\right]=\frac{h}{d_1}\left(fp_1\right)^{2/3}. \tag{7}$$

Первая часть уравнения - положительная величина, поэтому $(fp_1 - q_1) > (fp_2 - q_2)$. Следовательно, при возрастании сдвиговой нагрузки или снижении сжимающей контакты второй группы в первую очередь достигнут равенства $(fp_2 - q_2) = 0$ и потеряют сцепление. В результате q_2 частично или полностью перейдет на контакты первой группы. Таким образом, могут происходить перераспределение и локальная концентрация напряжений в дискретной геологической среде.

Воспользуемся приведёнными соотношениями для анализа реакции контактов на продольные упругие колебания. Обратим внимание на то, что фазы сжатия и растяжения существенно различаются по своему проявлению на контактах. Только в фазу растяжения происходит смещение контактов, что следует, например, из формул (5 и 6).

Выпишем соответствующие соотношения для первого из серии прямоугольных импульсов:

$$S_1 = Af\left(P_0-\Delta P\right)^{2/3}\left[1-\left(1-\frac{q}{f\left(P_0-\Delta P\right)}\right)^{2/3}\right]= \\ = S_p + \Delta S_1, \qquad (8)$$

где ΔP - амплитуда фазы растяжения;

$S_p = AfP_0{}^{2/3}\left[1-\left(1-\dfrac{q}{fP_0}\right)^{2/3}\right]$ - предварительное смещение.

После n импульсов выражение для смещения примет вид

$$S_n = S_p + \sum_1^n \Delta S_i, \qquad (9)$$

где ΔS_i - приращение смещения контактов за каждый импульс. При этом оказывается $\Delta S_i > \Delta S_{i-1}$, т. е. приращения возрастают от импульса к импульсу, что обусловлено снижением сдвиговой жесткости контактов K:

$$K = \frac{dq}{dS} \cong K_0\left[1-\frac{n}{3}\frac{f\Delta P}{\left(fP_0-q\right)}\right], \qquad (10)$$

где $K_0 = \dfrac{2}{3A}\left(\dfrac{fP_0-q}{f}\right)^{1/3}$ - сдвиговая жесткость предварительного смещения.

Вернёмся теперь к формуле (9). Она даёт возможность определить число импульсов, необходимых для потери контактом сцепления из соотношения:

$$S_p + \sum_1^n \Delta S_i = S_c, \qquad (11)$$

где $S_c = AfP^{2/3}$ - смещение контакта в момент потери сцепления ($q = fP$).

Чтобы избежать громоздких выкладок, воспользуемся двумя неравенствами:

1) $\Delta P << fP_0 - q$;

2) $\sum_1^n \Delta S_i \geq n\Delta S$, где с учётом первого неравенства

$$\Delta S_i = S_c\frac{2}{3}\frac{\Delta P}{\left(fP_0\right)^{2/3}\left(fP_0-q\right)^{1/3}}$$

Первое неравенство, за редким исключением, выполняется почти всегда, второе допускает небольшую погрешность в оценке n, ограничивая её значения сверху.

Проведя необходимые преобразования, получим:

$$n \leq \frac{S_c - S_p}{\Delta S_1} = \frac{3}{2}\frac{\left(fP_0-q\right)}{\Delta P}. \qquad (12)$$

Эта простая формула отражает особенности напряжённого состояния среды и её потенциальную способность переходить из одного состояния в другое под воздействием малых по интенсивности возбуждаемых и естественных упругих колебаний. Она связывает предварительные нагрузки и контролируемые усилия со временем потери контактом сцепления и устойчивости. Но поскольку наши знания о распределении сил в среде не полны, то и прогноз этого времени становится задачей не детерминированной, а вероятностной. Сопоставим теперь продольные и поперечные волны по эффективности воздействий, которые могут непосредственно создавать дополнительные сдвиговые нагрузки Δq. Проведя соответствующие преобразования, получим приращение смещения ΔS_q для поперечного колебания, совпадающего с направлением квазистационарной нагрузки:

$$\Delta S_q = S_c\frac{2}{3}\frac{\Delta q}{\left(fP_0\right)^{2/3}\left(fP_0-q\right)^{1/3}}$$

Эта часть цикла полностью эквивалентна случаю продольной волны с равенством $\Delta q = \Delta P$. Но за этой фазой поперечной волны следует противоположное колебание, которое, как было показано в [2], вызовет такое же смещение, но с обратным знаком по гистерезисной петле. Из теории контактного взаимодействия следует, что заметное относительное тангенциальное смещение двух контактирующих тел при распространении упругих волн, возможно, если имеется асимметрия или в самих колебаниях, или в реакции на них контактов. Последнее отчётливо представлено в продольных волнах, фаза растяжения в которых на контакте выполняет своеобразную роль триггера для сдвиговой нагрузки, выделяя в ней дополнительную часть, равную собственной амплитуде. Фаза сжатия оказывается отключённой от сдвигового механизма и влияет только на нормальную жёсткость контакта. Подобной схемы взаимодействия со средой нет у поперечных волн. Тем самым даже по этой причине они не могут конкурировать с продольными волнами.

Таким образом, контакты в дискретной среде являются накопителями упругой энергии через механизм относительного смещения и изменения сдвиговой жёсткости, что, как показано, вполне поддаётся оценке. Кроме того, концентрация напряжений на контактах и в их окрестностях является необходимой предпосылкой для возникновения и развития дополнительной трещиноватости в среде.

ТРЕЩИНЫ В ПОЛЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ

Трещины в среде, как и контакты, находятся большей частью в условиях сжатия. В механике разрушения было установлено, что в таких условиях трещина всегда будет трещиной поперечного сдвига [8]. Подобный сдвиг происходит, как было показано выше, и на контактах. Кроме того, сингулярности в окрестности вершины трещины и у края контакта имеют один порядок. Для устранения бесконечности у вершины трещины в концепции квазихрупкого разрушения предполагают переход материала на некотором её продолжении в пластическое состояние, что напоминает образование на контакте кольца проскальзывания.

В дальнейшем, используя теорию трещин, будем выбирать решения, которые дают по содержанию результаты, близкие к контактным. Тем более, что в естественных условиях залегания пород контакты и трещины часто являются сопряжёнными элементами структуры. Конечно, для дистанционного воздействия ключевым вопросом является развитие трещиноватости на километровых глубинах. Следует отметить, что, согласно основной концепции механики разрушения, хрупкая трещина расти не будет, если на её контуре максимальный коэффициент интенсивности напряжения за цикл нагружения не достигнет критического значения. Многочисленные опытные данные, полученные в технике, не соответствуют такому запрету, так как наблюдалось докритическое подрастание трещин. Непосредственно подобное подрастание трещин в породах на значительных глубинах наблюдать не удаётся, но регистрируемые вариации электромагнитной (ЭМИ) и сейсмоакустической (САЭ) эмиссии часто с периодичностью земных приливов и других природных явлений свидетельствует о таком подрастании [3]. К такому же выводу приходим из сопоставления последовательности периодических изменений интенсивности САЭ, которые в основном определяются динамическим распространением трещин, т. е. разрывами, когда напряжение на трещине с добавлением приливного или другого достигает критического значения. Но в следующий приливной цикл всё почти повторяется, но с другими трещинами, которые в первом цикле подросли до уровня, близкого к критическому, а во втором его преодолели. Этот процесс идёт непрерывно, иногда с отклонениями от регулярного повторения формы и периодичности приливов из-за случайного распределения трещин по длине и в объёме, изменения напряжённого состояния и других факторов.

Докритический рост и динамическое развитие трещин

Обратимся теперь непосредственно к определению подрастания трещин как функции постоянных сдвиговых, сжимающих и переменных нагрузок. В механике разрушения подобные задачи рассматривались применительно к росту усталостных трещин в технических конструкциях, что по методике и схеме решения в основном удовлетворяет поставленной задаче. Поэтому воспользуемся результатами определения докритического роста трещин при циклическом нагружении [9], введя на основе теоремы взаимности Бетти необходимую коррекцию, учитывающую модель трещин поперечного сдвига, более адекватную условиям в геосреде, в отличие от трещин нормального отрыва.

Пусть в плоскости трещины длиной l действуют постоянная сдвиговая нагрузка напряжением τ_0, по нормали - постоянное сжимающее напряжение σ_0 и последовательность n импульсов продольных колебаний $\Delta\sigma$ длительностью T. Выпишем сразу результирующее дифференциальное уравнение для скорости подрастания трещины через коэффициенты интенсивности сдвиговых напряжений при прохождении фазы растяжения каждого импульса.

$$\frac{dl}{dn} = -\beta\left(\frac{{K_1}^2 - {K_0}^2}{{K_k}^2} + \ln\frac{{K_k}^2 - {K_1}^2}{{K_k}^2 - {K_0}^2}\right), \tag{13}$$

где β - постоянная, зависящая от физико-механических свойств среды при сдвиговых деформациях; $K_k = \left(\frac{4\mu\gamma}{1-\nu}\right)^{1/2}$ - критический коэффициент интенсивности сдвиговых напряжений (μ, γ, ν - модуль сдвига, поверхностная плотность энергии, коэффициент Пуассона, соответственно); $K_0 = (\tau_0 - f\sigma_0)\sqrt{l}$ - коэффициент интенсивности сдвиговых напряжений с учётом трения $f\sigma_0$, вызванного сжимающими постоянными усилиями; $K_1 = \left[\tau_0 - f(\sigma_0 - \Delta\sigma)\right]\sqrt{l}$ - коэффициент интенсивности сдвиговых напряжений, аналогичный K_0 с включением амплитуды фазы растяжения продольного импульса, которая уменьшает сжатие; в дальнейшем разность τ_0 - $f\sigma_0$ обозначается τ.

Приведённое уравнение по форме сходно с уравнением для трещины нормального отрыва, но содержание, отражённое в коэффициентах интенсивности напряжений, существенно иное. Опыт исследования сейсмоакустической эмиссии трещиноватых структур приводит к заключению, что значительное число трещин в естественных условиях находится в состоянии, близком к порогу устойчивости. Поэтому преобразуем формулу (13), чтобы получить решение уравнения, раскрывающее эти условия и создающее предпосылки для оценки эффективности дистанционного САВ. Во-первых, выделим из K_1 фазу растяжения импульса $K_1 = K_0 + \Delta K$, $\Delta K = f\Delta\sigma\sqrt{l}$ с учётом неравенств $\Delta K \le K_0$ и $\Delta K \le K_k$ - K_0. После несложных выкладок получим:

$$\frac{dl}{dn} = 2\beta\frac{K_0\Delta K}{{K_k}^2 - {K_c}^2}\frac{{K_0}^2}{{K_c}^2}. \tag{14}$$

В геофизике формулы и оценки даются большей частью через напряжения. Поэтому в более привычном представлении уравнение примет вид

$$\frac{dl}{dn} = 2\beta f \Delta\sigma \frac{\tau}{\tau_k{}^2}\left(\frac{\tau_k{}^2}{\tau^2} - 1\right)^{-1}. \qquad (15)$$

Зависимость правой части от длины трещины содержится также в критическом напряжении τ_k, которое уменьшается при подрастании трещины. Уравнения (14, 15) достаточны просты и до их решения ясно, что разности (K_k - K_0), (τ_k - τ) являются ключевыми предпосылками активного отклика среды на упругие колебания малой интенсивности как естественной, так и техногенной природы. Проиллюстрируем сказанное примером с двумя значениями отношений τ/τ_k, равными 0,5 и 0,999. Для них отношение приращений длин трещин составит $\Delta l_1/\Delta l_2 = 3{,}4 \cdot 10^{-4}$. Приведённые цифры не отражали бы содержательность самого уравнения, если бы они не соответствовали реальной ситуации в трещиноватых породах. Действительно, в них имеются разные трещины, в т. ч. различающиеся по длине, например, в 4 раза. Тогда по критическим напряжениям они будут различаться в 2 раза, что даёт согласно (15) приведённые выше отношения приращений трещин почти на четыре порядка. Крупные трещины реагируют на внешнее воздействие не только с большим приращением, но и вызывают локальные перераспределения напряжений. На этом вопросе и некоторых других, связанных с динамикой в трещиноватой среде, остановимся ниже. А сейчас обратимся к постоянной β, входящей в уравнения, от значения которой зависят скорости приращений.

Значения β определялись для трещин нормального отрыва в широком классе материалов при различных нагружениях по частоте и амплитуде, температурах и влажности внешней среды, так как последняя сама может служить причиной докритического роста трещин [10]. Выяснилась заметная, а иногда и резкая, зависимость от частоты нагрузки, влажности для одних и тех же материалов. В общем отмечается разброс β в интервале 10^{-3} - 10^{-5} м. Конечно, сказанное распространяется и на сдвиговое β, так как оно в основном зависит от отношения предела текучести при сдвиге τ_T и модуля сдвига μ, которые близки соответствующим параметрам при растяжении $\tau \cong \frac{1}{2}\sigma_T$ и $\mu = \frac{E}{2(1+\upsilon)}$, где E -модуль Юнга. В трещиноватых структурах на глубинах в несколько километров, где может существенно меняться состав пород, их насыщенность флюидами и газами определить β непосредственно вряд ли возможно. Но для получения ориентировочных результатов, соответствующих рассматриваемой задаче, целесообразно принимать во внимание данные, имеющиеся в технических справочниках, но с геолого-геофизической коррекцией. Осуществить это можно, например, определив β из формулы, аналогичной (13) для квазистационарного режима нагружения:

$$l - l_0 = -\beta\left[\frac{K_0{}^2}{K_k{}^2} + \ln\left(1 - \frac{K_0{}^2}{K_k{}^2}\right)\right]. \qquad (16)$$

Когда $K_0 = 0$, $l = l_0$, но если устремить K_0 к постоянному для среды K_k, который определяется по значениям модуля сдвига μ и плотности поверхностной энергии породы, можно оценить β, полагая, что весь прирост длины трещины от начальной $l_0 \approx 10^{-4}$ м до существующей $l \sim 10^{-2}$ м вызван увеличением K_0 до близкого к критическому $K_0 \approx 0{,}999K_k$. Тогда $\beta \cong \frac{l - l_0}{5} \cong 2 \cdot 10^{-3}$ м.

Хотя предложенный механизм роста трещины слишком упрощён (оставляется в стороне вклад длительных периодических воздействий и других факторов), тем не менее полученная оценка β для реальных параметров трещиноватости и напряжений совпадает с результатами испытаний материалов технического назначения.

Теперь перейдем к основной задаче - определению числа импульсов n, необходимых для подрастания трещины до порога устойчивости, т. е. до выполнения условия $l_n = l_k$ или $\sum_1^n \Delta l_i = l_k - l_0$. Сумма получается как результат интегрирования уравнения (15). Для оценки n выберем приближённую схему суммирования. Запишем сумму в виде $\sum_1^n \Delta l_i = n\Delta l_{\text{ср}}$, где $\Delta l_1 < \Delta l_{\text{ср}} < \Delta l_n$, что вытекает из уравнения (15). Отсюда определяется $n = \frac{l_k - l_0}{\Delta l_{\text{ср}}}$. Тогда, заменив $\Delta l_{\text{ср}}$ на Δl_1, получим верхнюю оценку $n < \frac{l_k - l_0}{\Delta l_1}$. Для первого цикла из (15) получаем:

$$\Delta l_1 = 2\beta f \Delta\sigma \frac{\tau}{\tau_k{}^2}\left(\frac{\tau_k{}^2}{\tau^2} - 1\right)^{-1}.$$

Подставим Δl_1 в неравенство для n и выразим числитель (l_k - l_0) через напряжения

$$\left(l_k - l_0\right) = l_0\left(\frac{\tau_k{}^2}{\tau^2} - 1\right).$$

В результате получим

$$nf\Delta\sigma < \frac{l_0 \tau_k{}^2}{2\beta\tau}\left(\frac{\tau_k{}^2}{\tau^2} - 1\right)^2 \qquad (17)$$

Эта формула показывает, что в среде при малых значениях $\left(1 - \frac{\tau}{\tau_k}\right)$ некоторые трещины из метастабильного состояния в действующих силовых полях переходят в неустойчивое состояние, где инициирующим фактором могут быть фоновые спонтанные колебания амплитудой, гораздо меньшей приливной, или возмущения другой природы. Флуктуации САЭ и ЭМИ - одно из следствий подобного состояния в трещиноватых структурах. Конечно, дистанционное САВ с первых циклов приводит также к динамическому росту ряда трещин. Последующие циклы, вызывая подрастание, последовательно подводят менее крупные трещины к состоянию неустойчивости и переходу к динамическому развитию. Формула (17) даёт возможность оценить необходимое для этого время воздействия импульсами определённой амплитуды. Рассмотрим пример с двумя трещинами, задавая близкие к реальным условиям напряжения и другие параметры. Обе трещины находятся в одинаковых условиях на удалении 1 - 2 км от применявшегося скважинного источника: $\tau = 3\cdot10^6$ Па, $\Delta\sigma = 1$ Па, $\beta = 10^{-4}$ м. Они отличаются только длиной: $l_1 = 3\cdot10^{-2}$ м, $l_2 = 3{,}99\cdot10^{-2}$ м. Число импульсов, необходимых для подрастания до порога устойчивости первой трещины равно $n_1 \sim 6{,}5\cdot10^7$, второй - $n_2 \sim 1{,}2\cdot10^3$. Столь резкое различие числа импульсов обусловлено близостью второй трещины к критическому значению, которое в этом примере при сдвиговом напряжении τ составляет $l_k = 4\cdot10^{-2}$ м. Трещины очень близкие к l_k, как видно, неустойчивы. Достаточно небольшого числа слабых импульсов ($n_k f\Delta\sigma \sim 10^3$) или природных флуктуаций напряжений для их динамического роста, который прекращается, когда трещины переходят порог существования при сжатии или когда встречается препятствие.

Формула (17) содержит информацию для ответа на остающиеся до сих пор актуальными вопросы о возможности и условиях накопления деформаций от переменных нагрузок, проявления триггерного эффекта, оптимального воздействия на среду для решения задач управления напряжённым состоянием пород.

Закрытие трещин

Заключительная стадия в развитии многих трещин, особенно в однородной изотропной геосреде, начинается с неустойчивого, динамического роста, завершается схлопыванием трещин, у которых отношение раскрытия к длине (аспектное отношение) $a = \frac{d}{2l}$ удовлетворяет уравнению:

$$P_{сх} = \frac{\pi\mu}{2(1-\nu)}a \sim 2\mu a, \qquad (18)$$

где $P_{сх}$ - давление закрытия незаполненных трещин; если трещина заполнена жидкостью, газом с пластовым давлением $P_п$, то в $P_{сх}$ вносится поправка на это давление.

Подобное соотношение справедливо как для дисковидных, так и для эллиптических трещин. С глубиной Z сжимающие $P_в$ напряжения возрастают: $P_в = \frac{\nu}{1-\nu}P_z$, где $P_z = \rho gz$. Если $P_{сх} = P_в$, то $a_{\min} = \frac{2\nu}{\pi\mu}P_z$. Когда с глубиной отношение $\frac{P_z}{\mu}$ не меняется, тогда $a_{\min}$ остаётся постоянной, т. е. сохраняется отношение раскрытия к длине трещины. При увеличении $\frac{P_z}{\mu}$ пропорционально глубине должно увеличиваться $a_{\min}$, что при определённом раскрытии d возможно только с уменьшением размера трещины или приближением к изометричной форме. В общем такое изменение и наблюдается. Длина схлопывания трещины определяется из соотношения: $l_c = \frac{2\mu d}{P_{сх}}$. Так, на глубине 3 км давление сжатия равно $3{,}7\cdot10^7$ Па и при раскрытии 10^{-5} м остаются только вертикальные трещины размером меньше $1{,}3\cdot10^{-2}$ м. Если раскрытие равно 10^{-4} м, то предельная длина схлопывания составляет $13\cdot10^{-2}$ м, а критическая длина трещин, как было показано выше, достигает $4\cdot10^{-2}$ м. Таким образом, для трещины существует два предела существования. С одной стороны, длина схлопывания (закрытия), с другой - критическая длина, за которой следует резкий скачок с последующим схлопыванием. Заполнение трещины жидкостью или газом может заметно изменить реакцию на приложенные нагрузки в зависимости от состава, свойств заполнителя и его изолированности. Следует также отметить, что сдвиговые трещины не распространяются по направлению исходной, отклоняются примерно на 70°, ветвятся, между поверхностями могут появляться контакты, препятствующие схлопыванию. Тогда размеры трещины, как и в случае заполнения газом или жидкостью, могут существенно возрасти. Приведённые формулы останутся справедливыми, если учитывать положение контактов, заполнение трещин и внутреннее давление.

Таким образом, основная реакция трещиновато-блочной среды на сейсмоакустические воздействия заключается в росте и схлопывании трещин со всеми вытекающими отсюда последствиями, которые обсуждаются во второй части работы.

Выводы

1. Основным механизмом эволюции трещин под действием переменных естественных и техногенных нагрузок в напряжённой геологической среде является подрастание трещин от зародышевых до критических размеров с последующими разрывами (источниками САЭ и ЭМИ) и консолидацией.

2. В трещиновато-блочной среде сейсмоакустическое воздействие приводит к концентрации и накоплению упругой энергии, в первую очередь на более крупных контактах и трещинах.

3. По приведённым алгоритмам можно оценивать смещения межблочных контактов и приращения длин трещин в зависимости от напряжённого состояния, свойств пород и амплитудно-временных характеристик действующих техногенных и естественных переменных нагрузок.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Алексеев А. С., Цецохо В. А., Белоносова А. В., Белоносов А. С., Сказко В. В.*, 2001, Вынужденные колебания трещинова-

блочных флюидонасыщенных слоев при вибросейсмических воздействиях: Геомеханика, ФТПРПИ, **6**, 3 - 12.

2. *Джонсон К.*, 1980, Механика контактного взаимодействия: М., МИР.

3. *Дьяконов Б. П., Иваев А. Т., Калмыков А. А. и др.*, 1985, Электромагнитное излучение и сейсмоакустическая эмиссия горных пород в естественном залегании: Докл. АН СССР, **290**, **4**, 828 - 829.

4. *Назаров Л. А., Назарова Л. А., Ряшенцев А. Н., Ряшенцев Н. П., Фомин В.* М., 2002, Об одном механизме повышения нефтеотдачи пластов: Докл. АН, **382**, **1**, 41 - 44.

5. *Николаевский В. Н.*, 2005, Сейсмовибрационный метод оживления нефтегазового обводненного пласта: Геофизические исследования, вып. 1, 37 - 47.

6. *Сердюков С. В., Курленя М. В.*, 2007, Механизм сейсмического воздействия на нефтепродуктивные пласты: Геология и геофизика, **48**, **11**, 1231 - 1240.

7. *Файзуллин И. С., Дьяконов Б. П., Хисамов Р. С., Муслимов Р. Х., Куценко Н. В.*, 2006, О технологии сейсмоакустического воздействия на обводненные нефтяные пласты: Технологии сейсморазведки, **3**, 86 - 89.

8. *Черепанов Г. П.*, 1966, О развитии трещины в сжатых телах: Прикладная математика и механика, **30**, **1**, 82 - 93.

9. *Черепанов Г. П.*, 1968, О росте трещин при циклическом нагружении: Прикладная механика и техническая физика, **6**, 31 - 42.

10. Хеллан К., 1988, Введение в механику разрушения: М., МИР.

Рецензент - доктор физ.-мат. наук М. А. Владов.

ОБ АВТОРАХ

Борис Петрович
ДЬЯКОНОВ

Главный научный сотрудник ВНИИгеосистем, доктор техн. наук. Окончил Московский государственный университет. Автор более 120 научных публикаций.

Ирик Султанович
ФАЙЗУЛЛИН

Заведующий лабораторией разработок сейсмоакустических технологий ВНИИгеосистем, научный руководитель ООО НВП "Геоакустик", доктор физ.-мат. наук, профессор. Окончил Московский государственный университет в 1959 г. Разработчик технологий межскважинного прозвучивания, сейсмоакустического воздействия на пласт с целью повышения нефтеотдачи, сейсмической локации бокового обзора. Автор более 100 печатных работ, имеет 9 патентов на изобретения.