Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ОИВТ РАН)

УДК 517.958:5
Рег. № НИОКТР АААА-А19-119111390085-7
Рег. № ИКРБС

УТВЕРЖДАЮ
Директор ОИВТ РАН,
академик РАН

_____ О.Ф. Петров

«____»_____2019 г.

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСУ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ В ГЕОТЕРМИИ
(промежуточный 2019)

Руководитель НИР,
зав. лаб. геотермомеханики
д.ф.-м.н. _____ М.М. Рамазанов

Москва 2019

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР, Главный научный сотрудник, Заведующий лабораторией, доктор физ.-мат. наук	_____ подпись, дата	М.М. Рамазанов (введение, раздел 1, заключение, общее редактирование)
Исполнители:		
Старший научный сотрудник, канд. техн. наук	_____ подпись, дата	Н.С. Булгакова (раздел 1)
Старший научный сотрудник канд. геол.-мин. наук	_____ подпись, дата	З.З. Щербуль (раздел 1)
Главный научный сотрудник, доктор техн. наук	_____ подпись, дата	М.Г. Алишаев (раздел 2)

РЕФЕРАТ

Отчет содержит 48 с., 20 рис., 15 табл., 23 ист.

МЕХАНИКА РАЗРУШЕНИЯ, ТРЕЩИНА, J–ИНТЕГРАЛ, ПОРОУПРУГОСТЬ, УРАВНЕНИЯ БИО, СИСТЕМА ГЕОТЕРМАЛЬНЫЙ ПЛАСТ-СКВАЖИНА, ПАРОВОДЯНАЯ СМЕСЬ, ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, ТЕПЛО- И МАССОБМЕН, ПАРОСОДЕРЖАНИЕ, ТЕПЛОВОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ, ТЕМПЕРАТУРНЫЕ АНОМАЛИИ

Работа выполнена по Плану научно-исследовательских работ Института проблем геотермии ДНЦ РАН, направление: 3.18. Физико-технические и экологические проблемы энергетики; тепломассообмен; теплофизические и электрофизические свойства веществ; низкотемпературная плазма и технологии на ее основе, по теме: «Исследования по тепломассопереносу и их приложения в геотермии».

Впервые получен критерий развития трещины в пороупругой среде, учитывающий процессы фильтрации флюида в поровом пространстве. Он обобщает свой аналог для чисто упругой среды, полученный на основе концепции хрупкого и квазихрупкого разрушения Гриффитса и Ирвина. Теория пороупругости имеет широкое применение для анализа целого ряда задач разработки нефтегазовых месторождений. В свою очередь, теория развития трещин в пороупругих средах является основным теоретическим инструментом анализа гидравлического разрыва пласта, являющегося одним из самых распространенных методов увеличения нефтеотдачи.

На основе предложенной математической модели изучены закономерности распределения термомеханических полей в пласте вокруг добывающей скважины и в стволе самой скважины вплоть до устья. Исследованы стационарные, квазистационарные и нестационарные режимы течений пароводяной смеси с фазовыми переходами. В частности, выявлено, что существуют критические проницаемости, определяющие условия существования фронтового режима тепломассопереноса, при нарушении которых, у скважины формируется область, насыщенная либо чистой жидкостью, либо чистым паром, построена соответствующая диаграмма.

С целью изучения теплового воздействия искусственных источников температурных полей города на его микроклимат, проанализирован современный фактический материал по температурному, аэрационному и влажностному режиму, позволивший выявить не только зоны, оказывающие отепляющее воздействие на геологическую среду, но и зоны с температурными аномалиями, приводящими к значительному тепловому загрязнению окружающей среды. Рассмотрено влияние

длительной эксплуатации геотермальной скважины на температурное поле деятельного слоя почвы.

Рассмотрены вопросы фильтрации в естественных трещинах залежей кристаллического фундамента, при наличии низко проницаемых блоков. Предложены формулы пропитки блоков закачиваемой водой, а также температурного режима вытеснения нефти. Даны постановки и получены решения простых задач пропитки блоков аналитическими методами. Даны сравнения формул капиллярного обмена массой между трещинами и блоками, опираясь на лабораторные данные фундамента для месторождения Белый Тигр.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных альтернативных источников энергии является геотермальная энергия. Среди ряда бесспорных достоинств этого вида энергии можно выделить то, что она возобновляема; новейшие технологии ее добычи не загрязняют окружающую среду; по эффективности она приближаются к традиционным видам энергии. В последние годы происходит резкое увеличение объемов и расширение областей использования геотермальных ресурсов Земли. В энергетическом балансе ряда стран геотермальные энергетические технологии становятся доминирующими, а доля геотермальной энергетики в мировом энергетическом балансе неуклонно растет. Многообразие геолого-геотермических условий продуктивных горизонтов регионов России характеризует природные условия строительства станции (системы) геотермального теплоснабжения (СГТ). В общей сложности на конструктивные и технологические параметры СГТ оказывает влияние около 150 факторов. Поэтому адекватная оценка целесообразности освоения геотермальных ресурсов возможна только на оптимальном уровне определения параметров и показателей таких станций. При этом особое значение имеют процессы тепломассопереноса в проницаемых коллекторах геотермальных циркуляционных систем.

Рассматриваемый класс задач связанный с пороупругими средами имеет множество важных приложений. В частности, теория пороупругости имеет широкое применение для анализа целого ряда задач разработки нефтегазовых и геотермальных месторождений. В свою очередь, теория развития трещин в пороупругих средах является основным теоретическим инструментом анализа процедуры гидравлического разрыва пласта, являющейся одним из самых распространенных методов увеличения нефтеотдачи или теплоотдачи. В отличие от чисто упругих тел, существенно меньше теория развития трещин разработана для насыщенной жидкостью пороупругой среды. Настоящая работа нацелена на частичное восполнение этого пробела.

В настоящем отчете кратко представлены некоторые результаты исследований в области тепломассопереноса и его приложений в геотермии, выполненных по Плану научно-исследовательских работ Института проблем геотермии ДНЦ РАН, направление: 3.18. Физико-технические и экологические проблемы энергетики; тепломассообмен; теплофизические и электрофизические свойства веществ; низкотемпературная плазма и технологии на ее основе, по теме: «Исследования по тепломассопереносу и их приложения в геотермии».

1 Течения, теплообмен и фазовые переходы в пористых средах и геотермальных системах

В отчетном периоде в рамках рассматриваемой темы были проведены исследования в области теории трещин ГРП в пороупругой среде, рассмотрены течения с фазовыми переходами в системе геотермальный пласт – скважина, изучены воздействия локальных тепловых аномалий на тепловой режим городской территории.

Основные результаты, полученные в рамках теории развития трещин, относятся к деформируемым телам, подчиняющимся законам линейной упругости. В связи с многочисленными практическими приложениями, представляется актуальным обобщение указанных формул на пороупругие среды. В этой связи в работе аналитическими методами выявлено асимптотическое поведение механических полей включая поле давления в окрестности кончика трещины, развивающейся в пороупругой среде. Получено выражение критического КИН (коэффициента интенсивности напряжений) в зависимости от свойств среды для трещины нормального отрыва.

Обычно при моделировании добычи пароводяной смеси предполагается, что кипение происходит в скважине. Но это не всегда так, фазовый переход может произойти и в пласте. В этой связи, предложена математическая модель, описывающая связанные процессы тепломассопереноса в пласте вокруг добывающей скважины и в стволе самой скважины. При этом предполагается, что парообразование начинается уже в пласте. Для характерных значений входных параметров численно разностным методом изучены свойства распределения истинного объемного и массового расходного паросодержания, а также давления и температуры в пласте и скважине. Исследована зависимость полученных результатов от конкретного вида фазовых проницаемостей воды и пара в пласте.

Процессы урбанизации повсеместно сопровождаются увеличением нагрузки на окружающую среду вследствие техногенного изменения естественных физических полей (температурного, электромагнитного, сейсмического и радиационного) при наложении на них искусственных полей, возникновение которых обусловлено ростом промышленности, гражданского и коммунального строительства, эксплуатацией энергетических установок и транспорта, теплотрасс и газопроводов, а также других источников антропогенной деятельности. Растущие масштабы и интенсивность техногенного физического загрязнения в крупных городах неблагоприятно влияют на жизнедеятельность человека, формируя вокруг него особый микроклимат. В связи с этим актуально изучение воздействия локальных тепловых аномалий на тепловой режим городской территории.

1.1 Исследования в области теории трещин ГРП в пороупругой среде.

При достаточно больших напряжениях, возникающих вследствие приложения больших нагрузок, все твердые тела разрушаются. Разрушение может иметь различный характер: хрупкое, квазихрупкое, вязкое, упруго-пластическое и т.д. Тело называется хрупким, если вплоть до разрушения его деформации и напряжения подчиняются законам линейной теории упругости. При хрупком разрушении в телах возникают и распространяются макроскопические трещины. При квазихрупком разрушении в приповерхностном слое малой толщины на берегах трещин возникают пластические деформации.

Теория развития трещины в упругой среде в рамках подхода Гриффитса и Ирвина [1-3] достаточно хорошо и полно разработана. В соответствии с этой теорией для развития трещины в упругом теле необходимо, чтобы уменьшение энергии деформации на единицу площади вновь образовавшейся поверхности трещины достигало некоторого критического значения. Таким образом, при развитии трещины в точках ее роста происходит отток упругой энергии. Основной задачей механики хрупкого разрушения является определение величины указанного потока энергии, определяющего условие развития трещины. Эта величина может иметь различную форму. Одна из них связана с использованием концепции J – интеграла, который характеризует интенсивность высвобождения энергии при развитии трещины в твердых деформируемых средах. Впервые выражение для скорости высвобождения упругой энергии при росте трещины было получено Г. Черепановым в работе [4] и названо Г–интегралом. Дж. Райс (J. Rice) в своей работе [5] при рассмотрении деформаций в окрестности кончика трещины в нелинейно-упругом теле ввел аналогичное понятие и назвал его J – интегралом. Фактически оно совпадает с введенным ранее Г-интегралом Черепанова.

В настоящее время J – интеграл является широко распространенным инструментом, используемым для анализа распространения трещин в деформируемых твердых средах. С его помощью могут быть вычислены коэффициенты интенсивности напряжений на фронте трещины [6]. Значения последних, в свою очередь, могут быть использованы в качестве критериев развития трещины, а также для определения направления ее эволюции. Для пороупругой среды Био формулировка J – интеграла дана в [7].

В отличие от чисто упругих тел, существенно меньше теория развития трещин разработана для насыщенной жидкостью пороупругой среды. Настоящая работа нацелена на частичное восполнение этого пробела.

Рассматриваемый класс задач имеет множество важных приложений. В частности, теория пороупругости имеет широкое применение для анализа целого ряда задач разработки нефтегазовых месторождений. В свою очередь, теория развития трещин в пороупругих средах является основным теоретическим инструментом анализа процедуры гидравлического разрыва пласта, являющейся одним из самых распространенных методов увеличения нефтеотдачи.

1.1.1 Формула для потока энергии связанного с развитием трещины в пороупругой среде. Рассмотрим двухфазную среду, в которой одна фаза является твердой деформируемой пористой проницаемой матрицей (скелетом), а вторая является жидкой (подвижной) средой. Первую среду будем обозначать индексом «s» (solid), вторую — индексом «f» (fluid).

Формула для оттока энергии в точках роста трещин в упругой среде хорошо известна. Для вывода этой формулы используются разные подходы [8,9]. В данном разделе указанная формула обобщается на случай трещины в пороупругой среде, насыщенной жидкостью. При этом используется подход, изложенный в [8].

Рассмотрим неограниченную пороупругую среду. Пусть в среде имеется увеличивающаяся со временем трещина со срединной поверхностью $\Sigma = \Sigma(t)$, t - время. Фронтом трещины является (одномерный) край $\partial\Sigma$ этой поверхности.

В случае развития трещины как в чисто упругой, так и в пороупругой среде обобщенный закон сохранения энергии для произвольного объема V среды записывается в виде [8]:

$$dK + dU = dA^{(e)} + dQ^{(e)} + dA^{(e)}_{d\Sigma}. \qquad (1)$$

Здесь K - кинетическая энергия; U - внутренняя энергия; $dA^{(e)}$ – приток энергии за счет работы внешних объемных и поверхностных сил; $dQ^{(e)}$ - внешний приток тепла.

Величина $dA^{(e)}_{d\Sigma}$ представляет собой поток энергии в особых точках (фронте, в двумерном случае - кончике трещины), необходимый для развития трещины, т.е. движения указанных точек концентрации напряжений. Если трещина не движется либо объем V не содержит точек фронта трещины, то указанная величина равна нулю. Выражение для этой величины в случае развития трещины в чисто упругой среде хорошо известно [8-9]. В данном разделе выводится аналогичная формула для развития трещины в пороупругой среде.

Введем декартову ортогональную систему координат Ox_α, $\alpha = 1,2,3$ (здесь и далее нижними греческими индексами бдуем обозначать оси системы координат и

соответствующие компоненты векторов и тензоров; по повторяющимся индексам предполагается суммирование). Будем рассматривать случай малых пространственных деформаций. В этом случае эйлеровы и лагранжевы координаты точек скелета совпадают. Пусть $u_\alpha = u_\alpha(t, x_\beta)$ - компоненты поля перемещения точек среды, t - время.

Математическая модель пороупругой среды Био имеет вид:

$$\frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_\alpha} + m_s\left(f_\beta - \gamma_{s,\beta}\right) + m_f\left(f_\beta - \gamma_{f,\beta}\right) = 0, \qquad \varepsilon_{\alpha\beta} = 1/2\,(\partial u_\alpha/\partial x_\beta + \partial u_\beta/\partial x_\alpha)\,,$$

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} + \frac{\partial w_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0\,,$$

$$\frac{de}{dt} + e\frac{\partial \upsilon_{s,\alpha}}{\partial x_\alpha} = \sigma_{\alpha\beta} d_{\alpha\beta} - \frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(h_f w_\alpha + Q_\alpha\right) + \left(f_\alpha - \gamma_{f,\alpha}\right) w_\alpha\,, \tag{2}$$

$$w_\alpha = k_p\left[-\frac{\partial p}{\partial x_\alpha} + \rho_f\left(f_\alpha - \gamma_{f,\alpha}\right)\right], \qquad Q_\alpha = -k_T\frac{\partial T}{\partial x_\alpha}, \qquad k_p = \frac{\rho_f k}{\mu}\,.$$

Здесь: $d/dt = \partial/\partial t + \upsilon_{s,\alpha}\,\partial/\partial x_\alpha$; $m_f = \rho_f \phi$ -флюидосодержание;

$w_\alpha = \rho_f \phi\left(\upsilon_{f,\alpha} - \upsilon_{s,\alpha}\right)$ - компоненты вектора плотности потока массы жидкости; ρ_f плотность жидкости; ϕ - пористость, $\upsilon_{f,\alpha}$ и $\upsilon_{s,\alpha} = \partial u_\alpha / \partial t$ - компоненты скорости жидкости и скелета соответственно; $\sigma_{\alpha\beta}$ - компоненты тензора напряжений Коши; f_β - компоненты вектора массовой плотности внешних сил; $\gamma_{s,\alpha} = \partial \upsilon_{s,\alpha}/\partial t$ и $\gamma_{f,\alpha} = \partial \upsilon_{f,\alpha}/\partial t$ - ускорения скелета и жидкости; $m_s = \rho_s(1-\phi)$ - средняя плотность твердой фазы; $h_f = e_f + p/\rho_f$ - удельная массовая энтальпия жидкости; p - давление жидкости; $d_{\alpha\beta} = 1/2\,(\partial \upsilon_\beta/\partial x_\alpha + \partial \upsilon_\alpha/\partial x_\beta)$ - компоненты тензора скоростей деформаций; $e = (1-\phi)\rho_s e_s + \phi\rho_f e_f$ - объемная плотность внутренней энергии; e_f - удельная массовая энергия жидкости; e_s - удельная массовая энергия скелета; k - коэффициент проницаемости; μ - вязкость жидкости; Q_α - вектор потока тепла; k_T - коэффициент теплопроводности; $\varepsilon_{\alpha\beta}$ - компоненты тензора упругих деформаций.

Определяющие соотношения для скелета можно записать в виде:

$$\sigma_{\alpha\beta}-\sigma_{0,\alpha\beta}=C_{\alpha\beta\gamma\delta}\left[\varepsilon_{\gamma\delta}-\varepsilon_{0,\gamma\delta}-\alpha_{\gamma\delta}(T-T_0)\right]-b_{\alpha\beta}(p-p_0),$$
$$\phi-\phi_0=b_{\alpha\beta}\left(\varepsilon_{\alpha\beta}-\varepsilon_{0,\alpha\beta}\right)+\frac{1}{N}(p-p_0)-\alpha_{\phi}(T-T_0), \qquad (3)$$
$$s_s-s_{s0}=C_{\alpha\beta\gamma\delta}\alpha_{\alpha\beta}(\varepsilon_{\gamma\delta}-\varepsilon_{0,\gamma\delta})-\alpha_{\phi}(p-p_0)+C\frac{T-T_0}{T_0},$$

где C — удельная объемная теплоемкость скелета при постоянных $\varepsilon_{\alpha\beta}$ и p, α_{ϕ} — коэффициент температурного расширения скелета, $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ — компоненты симметричного тензора упругих коэффициентов, $\alpha_{\gamma\delta}$ — компоненты тензора температурного расширения скелета, N и $b_{\alpha\beta}$ — параметры Био.

Рассмотрим некоторую область V, содержащую фронт (кончик) трещины. Учитывая (2) и (3), запишем уравнение энергии (1) для выбранной области в виде:

$$\int_V A_m d\omega+\int_{\partial V} A_e ds-\int_{\partial V} Q_\alpha n_\alpha ds=\frac{d}{dt}\int_V e d\omega+\frac{d}{dt}\int_V K d\omega+\frac{d\Pi}{dt}, \qquad (4)$$

где $d\Pi/dt$ - изменение энергии, связанное с увеличением площади поверхности трещины внутри объема V в единицу времени; A_m и A_e — работа, совершенная в единицу времени объемными силами и поток энергии через границу ∂V области V, соответственно; Q_α — поток тепла; K — кинетическая энергия единицы массы. Выражения для этих величин имеют следующий вид:

$$K=\frac{1}{2}\left[\rho_s\left(1-\phi\right)\upsilon_s^2+\rho_f\phi\upsilon_f^2\right],$$
$$A_m=\left[\rho_s\left(1-\phi\right)\upsilon_{s,\alpha}+\rho_f\phi\upsilon_{f,\alpha}\right]f_\alpha, \qquad A_e=\left[\sigma_{\alpha\beta}n_\alpha\upsilon_{s,\beta}-\left(\frac{\upsilon_f^2}{2}+h_f\right)w_\alpha n_\alpha\right], \qquad (5)$$

где n_α — компоненты вектора единичной внешней нормали к поверхности ∂V, $\upsilon_f^2=\upsilon_{f,\alpha}\upsilon_{f,\alpha}$, $\upsilon_s^2=\upsilon_{s,\alpha}\upsilon_{s,\alpha}$ — квадрат нормы вектора скорости жидкости и скелета, соответственно.

Пусть в некоторый момент времени t трещина представлена поверхностью Σ, а в момент времени $t+\Delta t$ - поверхностью $\Sigma+\Delta\Sigma$. Будем считать, что в оба момента времени область V содержит часть поверхности трещины вместе с краем. Площадь трещины также будем обозначать символом Σ.

Обозначим через $\mathbf{u}$ вектор перемещения точек скелета из некоторого начального состояния в состояние в момент t, а $\mathbf{u}'$ - вектор перемещения из того же начального состояния в состояние в момент $t+\Delta t$.

Используя (1-5), после громоздких выкладок, которые здесь не приводим, была получена формула, позволяющая вычислить величину скорости оттока энергии при росте трещины:

$$\frac{d\Pi}{d\Sigma} = \lim_{\Delta\Sigma\to 0}\frac{1}{2\Delta\Sigma}\left[\int_{\Delta\Sigma}\sigma'_{\alpha\beta}\left(u'_\alpha - u_\alpha\right)n_\beta ds + \int_{\Delta\Sigma}\sigma_{\alpha\beta}u'_\alpha n_\beta ds\right]. \qquad (6)$$

Отметим, что формально выражение (6) не отличается от своего аналога для чисто упругой среды, однако в данном случае в выражение для тензора напряжений входит давление жидкости в порах, как это следует из (3).

1.1.2 J-интеграл для пороупругой среды. Формулой (6) удобно пользоваться, когда имеется аналитическое решение задачи. В случае, когда задача может быть решена только численными методами, как показывает опыт теории трещин в упругой среде, удобнее пользоваться другой формулой. Речь идет о вычислении энергии развития трещин с помощью, так называемого, J-интеграла. Вывод J – интеграла для пороупругой среды дан нами в работе [7]. Рассмотрим для простоты одномерную трещину в плоскости Ox_1x_2, распространяющуюся вдоль оси x_1.

Если процесс совместного деформирования скелета и течения жидкости является медленным, то можно пренебречь силами инерции $\gamma_{s,\alpha}$, $\gamma_{f,\alpha}$ и кинетической энергией. Тогда выражение для J – интеграла примет вид:

$$\frac{d\Pi}{d\Sigma} \equiv J = \int_{\partial V}\left[\psi_s n_1 - \sigma_{\alpha\beta}n_\alpha\frac{\partial u_\beta}{\partial x_1}\right]ds - \int_V p\frac{\partial\phi}{\partial x_1}d\omega + \Lambda, \quad \Lambda = \int_V\left[s_s\frac{\partial T}{\partial x_1} - \rho f_\alpha\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_1}\right]d\omega, \qquad (7)$$

где ψ_s — удельная объемная свободная энергия Гельмгольца скелета,

$$\psi_s - \psi_{s0} = \sigma_{0\alpha\beta}\Delta\varepsilon_{\alpha\beta} + p_0\Delta\phi - s_{s0}\Delta T + \frac{1}{2}\left(\Delta\sigma_{\alpha\beta}\Delta\varepsilon_{\alpha\beta} + \Delta\phi\Delta p - \Delta s_s\Delta T\right).$$

Величина Λ связана с работой массовых сил и неизотермичностью процесса.

Заметим, что формулы (6) и (7) получены из одного и того же исходного уравнения, т.е. обобщенного закона сохранения энергии с учетом развития трещины. Поэтому они дают два различных способа вычисления одной и той же величины.

1.1.3 Потенциальная энергия пороупругой среды с трещиной. В теории упругости хорошо известно, что в упругом теле при механическом равновесии потенциальная энергия достигает минимума как функционал допустимых виртуальных перемещений [8]. Если указанное тело содержит движущуюся трещину, выясняется, что вариационная производная указанной потенциальной энергии по длине трещины равна энергии необходимой для развития трещины, т.е. J – интегралу [9]. Нами было показано, что аналогичное утверждение справедливо и для пороупругой среды. Для этого

предварительно было обобщено выражение потенциальной энергии.

Потенциальная энергия чисто упругой среды для изотермических процессов определяется как [8]:

$$P = \int_V \left(W(\varepsilon_{\alpha\beta}) - \rho F_\gamma u_\gamma \right) d\omega - \int_{S_T} T_\gamma u_\gamma ds, \qquad (8)$$

где $W(\varepsilon_{ij})$ - объемная плотность свободной (упругой) энергии; F_i - массовая плотность внешних сил; T_i - поверхностная сила, заданная на части S_T поверхности тела, на остальной части S_u задано перемещение, $\partial V = S_T \cup S_u$. В (8) можно рассматривать компоненты вектора перемещений u_i как обобщенные координаты, а величины F_i, T_i - как обобщенные силы.

Если обобщенные силы заданы и по определению не варьируются, то из (8) получим известный результат:

$$\delta P = 0, \qquad (9)$$

т.е. вариация потенциальной энергии в положении механического равновесия относительно обобщенных координат равна нулю. Для линейно упругого тела можно показать, что потенциальная энергия при этом имеет минимум.

В случае пороупругой среды этот потенциал для изотермических процессов обобщен нами следующим образом:

$$P = \int_V \left[\psi_s(\varepsilon_{\alpha\beta}, \phi) - p\phi - \rho F_\gamma u_\gamma \right] d\omega - \int_{S_T} T_\gamma u_\gamma ds, \qquad (10)$$

Здесь, по сравнению с (8), имеется дополнительная обобщенная координата ϕ и соответствующая обобщенная сила p. Если в рассматриваемом теле нет трещин, т.е. эти поля гладкие и не имеют сингулярности, то получим, что выполняется равенство (9). В случае же наличия трещины, как показано [9] для чисто упругой среды, вариационная производная по длине трещины равна J – интегралу. Показано, что аналогичное равенство имеет место и для пороупругой среды.

А именно:

$$-\frac{dP}{dl} = \int_\Gamma \left[\psi_s dx_2 - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial x_1} ds \right] - \int_V p \frac{\partial \phi}{\partial x_1} d\omega \equiv J. \qquad (11)$$

Формула (11) может оказаться полезной при вычислении величины потока энергии в ходе развития трещины. Отметим, что если надлежащим образом обобщить выражение (10) для потенциала, то равенство (11) можно получить и в более общем неизотермическом случае, а так же с учетом массовых сил.

1.1.4 Асимптотика полей в кончике трещины, распространяющейся в пороупругой среде. Любая из формул (6), (7) или (11) позволяет вычислить энергию

необходимую для развития трещин в пороупругой среде, если известны поля перемещений, напряжений и деформаций. На фронте (кончике) трещины поля напряжений имеют особенность. Информация об асимптотическом поведении решения в окрестности этих точек представляет существенный интерес. Для чисто упругой среды соответствующая асимптотика известна, см. [8], [10-12].

Аналогичная задача для пороупругой среды является гораздо более сложной, ее исчерпывающее решение до сих пор неизвестно. Ниже решение этой задачи будет получено для одного частного, но важного для приложений случая.

Рассмотрим неограниченную двумерную пороупругую среду, в которой расположена трещина, представляющая собой отрезок $\Gamma = [-a, a]$ оси Ox_1. Будем считать, что трещина развивается из некоторого известного начального состояния, то есть $a = a(t)$. Конкретный закон роста трещины в рассматриваемом случае не важен.

Получим асимптотики полей перемещений, напряжений и давления на больших временах в случае, если трещина развивается достаточно быстро, то есть характерное время изменения длины трещины существенно меньше фильтрационных времен в среде.

Будем считать процесс изотермическим, а среду - изотропной и однородной. Опорные значения параметров положим равными нулю. В этом случае (см. (3)) $b_{\alpha\beta} = b\delta_{\alpha\beta}$ ($\delta_{\alpha\beta}$ - компоненты единичного тензора), $\alpha_\phi = 0$ и уравнения и определяющие соотношения модели Био пороупругой среды принимают вид:

$$\frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_\alpha} = 0, \quad \sigma_{\alpha\beta} = 2\mu\varepsilon_{\alpha\beta} + \lambda\delta_{\alpha\beta}\varepsilon_{\gamma\gamma} - b\delta_{\alpha\beta}p, \quad \varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha}\right),$$

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} + \frac{\partial w_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0, \quad m_f = \rho_f \phi, \quad \phi = \frac{1}{N}p + \alpha\varepsilon, \tag{12}$$

$$w_\alpha = -k_p \frac{\partial p}{\partial x_\alpha}, \quad k_p = \frac{\rho_f k}{\mu},$$

где λ, μ - коэффициенты Ламе, остальные параметры были введены выше, $\varepsilon = \varepsilon_{\alpha\alpha}$ - след тензора деформаций.

Граничные условия на берегах $\Gamma^\pm$ соответствуют заданному в трещине давлению и имеют в вид:

$$\boldsymbol{n}^\pm \cdot \sigma \cdot \boldsymbol{n}^\pm = -p_c, \ \boldsymbol{m}^\pm \cdot \sigma \cdot \boldsymbol{n}^\pm = 0, \ p^\pm = p_c \tag{13}$$

где p_c - заданное распределение давления в трещине, $\boldsymbol{m}$ - произвольный касательный к срединной поверхности трещины вектор, $\boldsymbol{n}$ - вектор единичной внешней нормали, верхним индексом «$\pm$» обозначены величины, отнесенные к берегам $\Gamma^\pm$ трещины.

Касательно вида зависимости p_c от координаты и времени будем предполагать, что она является достаточно гладкой и ограниченной.

На бесконечности считаем заданными условия затухания

$$\sigma \to 0,\ \nabla p \to 0 \qquad (14)$$

при $x_1^2 + x_2^2 \to \infty$.

В начальный момент времени $t = 0$ распределения полей, отсчитываемых от опорных значений, имеют вид:

$$\sigma = 0, \qquad p = 0.$$

Введем в окрестности кончика трещины $z = a$ полярные координаты (r, θ), так, что точка $r = 0$ соответствует кончику трещины. Тогда имеем при $r \to 0$ следующие асимптотические выражения для найденных полей:

$$\sigma_{1,11} = k_I \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sqrt{2\pi r}}\left(1 - \sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right), \qquad \sigma_{1,22} = k_I \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sqrt{2\pi r}}\left(1 + \sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right)$$

$$\sigma_{1,12} = k_I \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sqrt{2\pi r}}\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2}, \qquad p = -k_I \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sqrt{2\pi r}}$$

$$u = \frac{k_I}{\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}\cos\frac{\theta}{2}\left(1 - 2\sigma - \frac{\mu b}{\lambda + \mu} + \sin^2\frac{\theta}{2}\right), \quad v = \frac{k_I}{\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}\sin\frac{\theta}{2}\left(2 - 2\sigma - \frac{\mu b}{\lambda + \mu} - \cos^2\frac{\theta}{2}\right) \qquad (15)$$

Таким образом, полученные выражения (15) решают поставленную задачу для быстро движущейся (по сравнению с процессами фильтрации) трещины. Заметим, что в рамках сделанных допущений поправка на фильтрацию, по сравнению с чисто упругой задачей, в первом приближении не зависит от скорости движения трещины.

1.1.5 Критерий развития трещины в пороупругой среде. Вычислим значение J-интеграла с учетом полученного решения. Согласно (7) в изотермическом случае имеем:

$$J = \int_{\partial V}\left[\Psi_s n_1 - \sigma_{\alpha\beta} n_\alpha \frac{\partial u_\beta}{\partial x_1}\right] ds - \int_V p \frac{\partial \phi}{\partial x_1} d\omega, \quad d\Psi_s = \sigma_{\alpha\beta} d\varepsilon_{\alpha\beta} + p d\phi, \quad \phi = \frac{1}{N} p + b\varepsilon. \qquad (16)$$

Учитывая полученные выше результаты, (16) существенно упрощается. В частности объемный интеграл в (16) переходит в поверхностный. В итоге имеем:

$$J = \int_V \left[F_s n_1 - \sigma_{\alpha\beta} n_\alpha \frac{\partial u_\beta}{\partial x_1}\right] dw, \ F_s = \int_0^{\varepsilon_{\alpha\beta}} \sigma_{\alpha\beta} d\varepsilon_{\alpha\beta}. \qquad (17)$$

Из (17) используя (15) получим следующее выражение для энергии развития трещины:

$$J = \frac{1-\sigma_1}{2\mu} k_I^2 = \left[\frac{1-\sigma}{2\mu} - \frac{b}{4(\lambda+\mu)} \right] k_I^2, \tag{18}$$

где k_I - коэффициент интенсивности напряжений, который зависит от длины трещины и нагрузки точно так же как и для чистой упругости.

Формула (18) отличается от своего аналога для чисто упругой среды тем, что здесь присутствует параметр Био b, характеризующий влияние поля давлений жидкости в порах на напряженно-деформированное состояние пороупругой среды. Это выражение показывает, что при движении трещины в пороупругой среде при прочих равных условиях выделяется меньше энергии.

1.1.6 Обсуждение результатов. На основании многочисленных экспериментов с различными материалами в широком диапазоне изменения внешних условий была сформулирована концепция квазихрупкого разрушения [12]. Согласно этой концепции величина необратимой работы, затраченной на образование единицы площади свободной поверхности тела при развитии трещины, является постоянной материала. Эту эмпирическую закономерность впервые наиболее четко сформулировали Ирвин и Орован в конце 40-х в - начале 50-х годов, что явилось крупнейшим достижением механики хрупкого разрушения после работ Гриффитса. Для трещин нормального отрыва это означает, что критерий локального разрушения по-прежнему формулируется в виде $k_I = k_{Ic}$. При этом, как показывают эксперименты, вязкость разрушения k_{Ic} зависит от времени, скорости роста трещины и т.д. Однако согласно концепции квазихрупкого разрушения этой зависимостью пренебрегают и K_{Ic} считают характеристикой материала. В общем случае для произвольных квазихрупких трещин условие развития трещин за счет локального разрушения записывается в виде $f(k_I, k_{II}, k_{III}) = 0$. Вид этой функции можно найти экспериментально или в простейшем случае теоретически из энергетического критерия Гриффитса куда, однако, входит постоянная материала γ. В частности, к этому виду сводится энергетический критерий, сформулированный с помощью J-интеграла.

Таким образом, теория хрупкого и квазихрупкого разрушения материалов, подчиняющихся линейным законам упругости, хорошо развита. Значительно меньше развита соответствующая теория для пороупругих деформируемых тел, в которых имеет место фильтрация. Настоящая статья призвана, частично, восполнить этот пробел. Прежде всего, отметим, что особенностью пороупругой среды является то, что в ней кроме упругих деформаций имеют место релаксационные процессы, связанные с фильтрацией жидкости. Поэтому, даже если трещина покоится и граничные условия стационарные,

коэффициенты интенсивности будут зависеть от времени. Эту и другие особенности следует учитывать при обобщении критерия развития трещин на пороупругие среды.

В настоящей работе предполагается, что процессы фильтрации являются медленными по сравнению со скоростью движения равновесной трещины. Поэтому обобщение критерия на пороупругую среду не вызывает принципиальных трудностей. Критерий локального разрушения материала на контуре трещин может быть выражен в различных формах. Так формулы (6), (7) и (11) дают одну и ту же величину оттока энергии пороупругой среды в точках контура трещины нормального отрыва на единицу вновь образовавшейся площади трещины. Для того, чтобы движение трещины было возможным, энергия, выраженная этими формулами должна быть не меньше экспериментально определяемой величины γ. Чтобы использовать эти формулы, необходимо знать асимптотику величин характеризующих напряженно-деформированное состояние и поля давления в жидкости при приближении к контуру трещины. Указанную асимптотику для быстрой плоской одномерной трещины дают формулы (15). Подставляя эти формулы в (7) получаем выражение (18) для J-интеграла. При этом коэффициент интенсивности связан с нагрузкой и длиной трещины той же формулой, что и для чисто упругой среды. Приравнивая (18) критическому значению, получим критерий развития трещины в пороупругой среде, учитывающий влияние поля давления с помощью коэффициента Био b. При $b=0$ получаем известную формулу для чисто упругой среды.

Как уже отмечалось, классическая концепция квазихрупкого разрушения, основанная на идеях Гриффитса и Ирвина, предполагает постоянство вязкости разрушения k_{Ic}. Однако в общем случае это не так и, как отмечалось выше, k_{Ic} зависит от предыстории развития трещины и локального состояния среды, т.е. от времени, скорости роста трещины, температуры и т.д. В этой связи отметим, что помимо рассмотренного здесь эмпирического подхода, удобного для практических приложений, имеется и другое широко распространенное направление исследований проблемы хрупкого (и квазихрупкого) разрушения тел учитывающее указанные факторы. Соответствующее направление называется кинетической теорией разрушения твердых тел. Согласно этой теории рост трещины как и разрушение материалов определяется термофлуктуационным механизмом [13-15]. Основной характеристикой прочности тел в этой теории является долговечность тела под нагрузкой. Каждое из этих направлений имеет свои преимущества и недостатки.

1.2 Численное исследование режимов фильтрационной конвекции с учетом фазовых переходов

Рассмотрена связанная задача о тепломассопереносе с фазовыми переходами в пласте вокруг добывающей скважины и в стволе самой скважины. Изучены свойства распределения термомеханических полей и паросодержания в указанных областях вплоть до устья скважины. При этом учитывался теплообмен пласта и скважины с окружающими непроницаемыми горными породами. Исследована зависимость полученных результатов от конкретного вида фазовых проницаемостей для воды и пара при движении смеси в пласте. Рассмотрены случаи линейной и нелинейной зависимости фазовой проницаемости от водонасыщенности пласта.

1.2.1 Тепломассоперенос в пласте

Постановка задачи. Предположим, что в начальный момент времени геотермальный пласт, насыщенный пароводяной смесью имеет давление P_0, температуру насыщения $T_0=F(P_0)$ и водонасыщенность S_0. В результате эксплуатации скважины ее давление на забое падает до значения P^0. Это приведет к изменению водонасыщенности в окрестности скважины и, как показали расчеты необязательно к дополнительному парообразованию. На нестационарной стадии водонасыщенность у скважины в зависимости от параметров задачи может и увеличиться, несмотря на падение давления [16]. Требуется изучить свойства распределения термомеханических полей и прежде всего истинного объемного и расходного массового паросодержаний в пласте при различных параметрах. Выпишем систему уравнений, описывающую тепломассоперенос в пласте, заполненном пароводяной смесью, находящейся в термодинамическом равновесии, следуя [17]:

$$m\frac{\partial}{\partial t}S\rho_w + \operatorname{div}\rho_w\upsilon_w = M\,,$$

$$m\frac{\partial}{\partial t}(1-S)\rho_v + \operatorname{div}\rho_v\upsilon_v = -M\,,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e)_m + \operatorname{div}(\rho_w h_w\upsilon_w + \rho_v h_v\upsilon_v) = \operatorname{div}(\lambda_m \operatorname{grad} T)\,,$$

$$\upsilon_j = -\frac{k}{\mu_j} f_j(S)\operatorname{grad} P, \qquad j = w, v\,,$$

$$\rho_w = \rho_{w0}\left(1+\alpha_P(P-P_0)-\beta_T(T-T_0)\right), \tag{19}$$

$$P = \rho_v RT\,, \quad \ln\frac{P}{P_a} = A + \frac{B}{T}\,, \quad e_j = h_j - \frac{P}{\rho_j}\,,$$

$$dh_w = C_w dT + \frac{1-\beta T}{\rho_w} dP, \quad dh_v = C_p dT, \quad de_s = C_s dT,$$

$$\lambda_m = mS\lambda_w + m(1-S)\lambda_v + (1-m)\lambda_s,$$

$$(\rho e)_m = mS\rho_w e_w + m(1-S)\rho_v e_v + (1-m)\rho_s e_s.$$

Эту систему уравнений в принципе можно записать в виде замкнутой системы двух эволюционных уравнений. Уравнения первого порядка для водонасыщенности и второго порядка по давлению. Поэтому начальные и граничные условия можно записать в следующем виде:

$$t = 0: \quad P = P_0, \quad S = S_0,$$

$$r = r_c: \; P = P^0, \tag{20}$$

$$r = L: \; P = P_0, \quad S = S_0.$$

Распределение температуры, в том числе и на границах, определяется распределением давления из уравнения Клайперона-Клаузиуса. Распределение водонасыщенности, в частности ее значение в скважине, находятся из решения задачи.

Первые два уравнения в системе (19) есть уравнения неразрывности для воды и пара соответственно, далее следуют уравнение переноса тепла, обобщенные уравнения Дарси для жидкой и паровой фаз, уравнения состояния фаз и уравнение Клайперона-Клаузиуса, определяющее равновесие фаз.

Введем функцию Q, пропорциональную массовому расходу смеси:

$\rho_w v_w + \rho_v v_v = -\dfrac{Q}{r}$, и перепишем систему (19) в виде

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\mu_w \mu_v}{k(\rho_w f_w \mu_v + \rho_v f_v \mu_w)} \frac{Q}{r},$$

$$m\frac{\partial}{\partial t}\left[S\rho_w + (1-S)\rho_v\right] = \frac{1}{r}\frac{\partial Q}{\partial r}, \tag{20}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[(1-m)\rho_s C_s T + m\left(S\rho_w + (1-S)\rho_v\right)\bar{h}_w + m(1-S)\rho_v q\right] - m\frac{\partial P}{\partial t} +$$

$$+\mathrm{div}\left[-\frac{Q\bar{h}_w}{r} + \rho_v v_v q\right] = \mathrm{div}\left(\lambda_m \mathrm{grad} T\right),$$

$$\ln\frac{P}{P_a} = A + \frac{B}{T},$$

$$\rho_v v_v = -\frac{\rho_v \mu_w f_v}{\rho_w f_w \mu_v + \rho_v f_v \mu_w}\frac{Q}{r}, \qquad \rho_w v_w = -\frac{\rho_w \mu_v f_w}{\rho_w f_w \mu_v + \rho_v f_v \mu_w}\frac{Q}{r},$$

$$\rho_w = \rho_{w0}\left(1 + \alpha(P - P_0) - \beta(T - T_0)\right),$$

$$P = \rho_v R T, \quad \bar{h}_w(P,T) = h_w(P,T) - h_w(P^0, T^0),$$

$$\lambda_m = mS\lambda_w + m(1-S)\lambda_v + (1-m)\lambda_s .$$

Здесь q – удельная теплота фазового перехода.

Найдено стационарное решение системы (20). Учитывая граничные условия и полагая за единицу длины радиус скважины, получено следующее точное решение:

$$\int_{T^0}^{T} \frac{dT}{\left[\frac{N(S(T),T)T\lambda_{m0}}{N_0\lambda_m(T)} - \frac{\lambda_{m0}}{\lambda_m(T)}T_0 - \frac{M_0\lambda_{m0}}{N_0\lambda_m(T)}\right]} = -(b-1)\ln r, \qquad b = \frac{N_0 Q}{\lambda_{m0}} + 1,$$

$$S(T) = \frac{(N_0T_0 + M_0)\rho_v\mu_w - (C_wT + q)\rho_v\mu_w - \frac{dT}{dP}\frac{\mu_w\mu_v\left[(1-m)\lambda_s + m\lambda_v\right]}{k}}{C_wT(\rho_w\mu_v - \rho_v\mu_w) - \rho_v\mu_w q + \frac{dT}{dP}\frac{\mu_w\mu_v m(\lambda_w - \lambda_v)}{k} - (N_0T_0 + M_0)(\rho_w\mu_v - \rho_v\mu_w)},$$

$$\ln\frac{P}{P_a} = A + \frac{B}{T}, \qquad \rho_v = P/(RT), \tag{21}$$

$$\rho_w = \rho_{w0}\left(1 + \alpha(P - P_0) - \beta(T - T_0)\right),$$

$$N(S,T) = C_w + \frac{\rho_v\mu_w(1-S)}{\rho_w S\mu_v + \rho_v(1-S)\mu_w}\frac{q}{T}, \quad N_0 = N(S_0,T_0),$$

$$M(S,T) = \lambda_m \frac{dT}{dP}\frac{\mu_w\mu_v}{k\left(\rho_w S\mu_v + \rho_v(1-S)\mu_w\right)}, \quad M_0 = M(S_0,T_0),$$

$$\lambda_m = mS\lambda_w + m(1-S)\lambda_v + (1-m)\lambda_s.$$

Массовый расход смеси $2\pi Q$ находится из условия

$$b = 1 - \frac{1}{\ln L}\int_{T^0}^{T_0} \frac{dT}{\left[\frac{N(S(T),T)T\lambda_{m0}}{N_0\lambda_m(T)} - \frac{\lambda_{m0}}{\lambda_m(T)}T_0 - \frac{M_0\lambda_{m0}}{N_0\lambda_m(T)}\right]}, \; Q = \frac{\lambda_{m0}}{N_0}(b-1). \tag{22}$$

Здесь L – радиус области пласта вокруг добывающей скважины, насыщенной пароводяной смесью, на границе которой заданы значения P_0, T_0, S_0.

Зависимость проницаемости пласта от водонасыщенности на входе в скважину:

$$k(S^0) = \frac{M(S^0,T^0) - M_0}{N_0T_0 - N(S^0,T^0)T^0}. \tag{23}$$

Полагая в этой формуле S^0=1, найдем (если при этом правая часть положительна) одну из критических проницаемостей, когда пароводяная смесь у скважины полностью конденсируется, образуя чистую воду. Аналогично полагая в (23) S^0=0, в случае положительности правой части найдем вторую критическую проницаемость, когда пароводяная смесь у скважины полностью превращается в пар. Если же какое-либо из указанных уравнений не имеет решения, т.е. правая часть (23) отрицательна, то

соответствующая фаза в чистом виде не может быть получена ни при каких проницаемостях для данных значений остальных параметров.

Вводя понятие фронта возмущений начального распределения температуры в пласте, получено также квазистационарное решение, которое здесь не приводится.

Основные результаты по тепломассопереносу в пласте приведены ниже на рисунках 1.1-1.6.

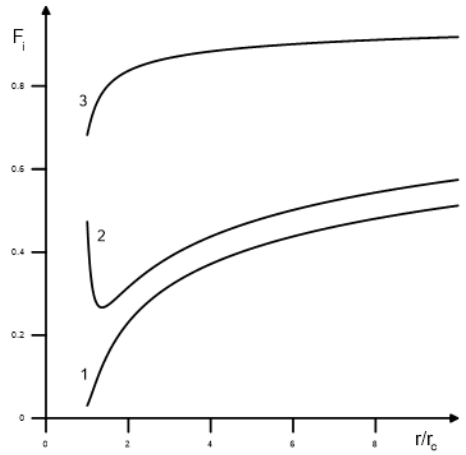


Рис.1.1 Распределение приведенных термомеханических полей вокруг добывающей скважины при P_0=15 МПа, P^0=0.45 МПа, S_0=0.6, k=0.6×10^{-16} м^2: *1* – P/P_0, *2* – S/S_0, *3* – $F_i=T/T_0$.

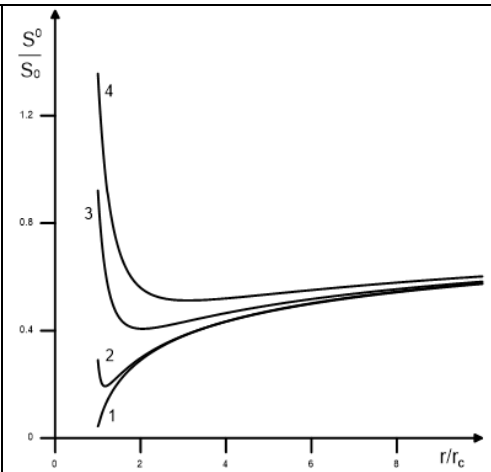


Рис.1.2 Распределения водонасыщенности вокруг добывающей скважины при P_0=15 МПа, P^0=0.45 МПа, S_0=0.6: *1* – k=10^{-15} м^2, *2* – 10^{-16}, *3* – 3×10^{-17}, *4* – 2×10^{-17}.

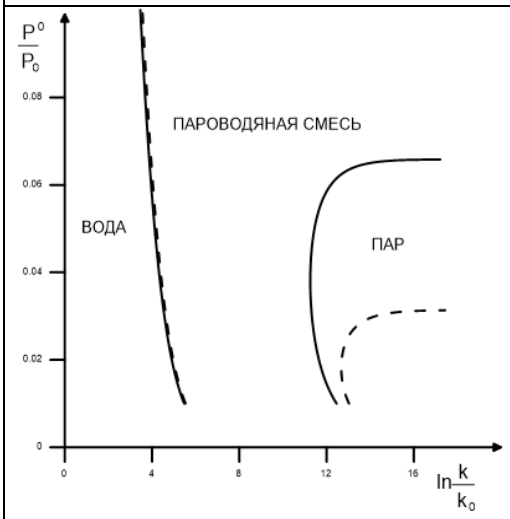


Рис.1.3 Критические проницаемости в зависимости от отношения давления в скважине к пластовому давлению, k_0=10^{-19} м^2, P_0=15 МПа: сплошные линии – S_0=0.2, пунктир – S_0=0.25.

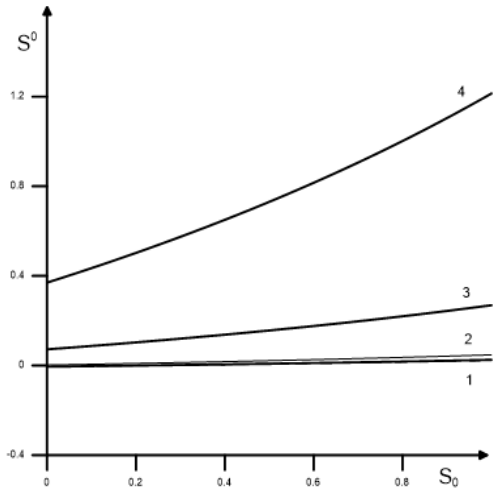
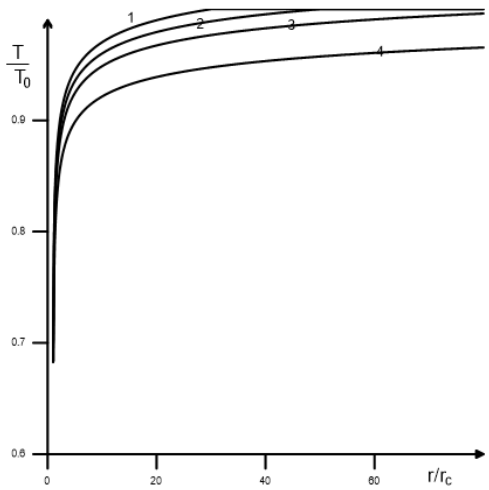
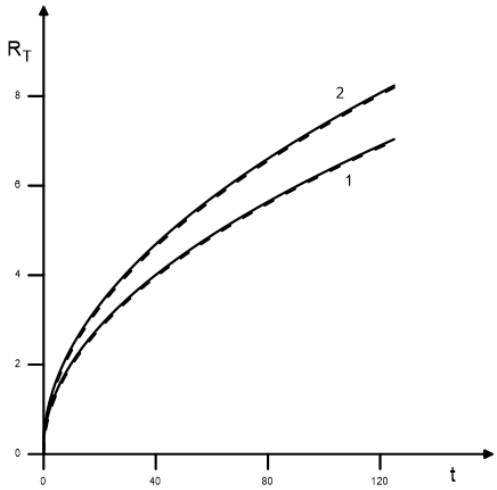


Рис.1.4 Зависимости водонасыщенности у скважины от значения водонасыщенности вдали от нее, т.е. от начальной водонасыщенности пласта, P_0=15 МПа, P^0=0.45 МПа: *1* – k=10^{-14} м^2, *2* – 10^{-15}, *3* – 10^{-}

	^{16}, *4* – 2×10^{-17}.
 Рис.1.5 Квазистационарное распределение температуры при различных значениях радиуса фронта возмущений температуры P_0=15 МПа, P^0=0.45 МПа, k=10^{-16} м^2: *1* – R_T=3 м, *2* – 5, *3* – 10, *4* – 100.	 Рис.1.6 Закон движения фронта возмущения начальных распределения полей T_0, P_0, S_0 в пласте (R_T(м), t(сут)), P_0=15 МПа, P^0=0.45 МПа, k=10^{-16} м^2: *1* – S_0=0.6, *2* – 0.2.

1.2.2 Тепломассоперенос в системе скважина - геотермальный пласт

В скважине проводился расчет на основе уравнений [18]:

$$-\frac{dP}{dz} = F_{fr} + \frac{g}{\mathrm{v}_{mix}} + G^2\frac{d\mathrm{v}_e}{dz}, \frac{d}{dz}\left[xh_v + (1-x)h_w\right] + \frac{d}{dz}\left[x\frac{u_v^2}{2} + (1-x)\frac{u_w^2}{2}\right] + g = -\frac{\lambda_s}{Gr_c^2}Nu\left(T - T_{s0}\right),$$

$$P = \rho_v RT, \quad \ln\frac{P}{P_a} = A + \frac{B}{T}, \tag{24}$$

$$F_{fr} = \frac{\lambda G^2 \mathrm{v}_w}{4r_c}\varphi_{\mathrm{fr}.w.0}^2.$$

Здесь x - расходное массовое паросодержание; G -массовая скорость смеси; $\varphi_{\mathrm{fr}.w.0}^2$ - полуэмпирическая функция, учитывающая двухфазность среды и зависящая от x и физических свойств фаз [18]; λ -коэффициент трения, который определялся по формуле Черчилля [19, 18]; Nu -число Нуссельта; T_{s0} - невозмущенная температура окружающих скважину пород; MF -плотность потока количества движения; v_e -эффективный удельный объем определяемый как

$$MF = G^2\mathrm{v}_e. \tag{25}$$

Из (4) можно получить формулу

$$\mathrm{v}_e = \frac{1}{\rho_e} = \left[x\mathrm{v}_v + K(1-x)\mathrm{v}_w\right]\left[x + \frac{1-x}{K}\right], \qquad K = \frac{u_v}{u_w}. \tag{26}$$

Здесь K - коэффициент скорости (отношение истинных скоростей фаз).

Решения задач в пласте (уравнения (7-8)) и в скважине (уравнения (24-26)) сшивались на забое. А именно, полагалось, что при переходе теплоносителя из пласта в скважину сохраняются давление и температура, а так же поток массы и энергии. При этом расходное массовое паросодержание x и истинное объемное паросодержание α могут терпеть разрыв. Заметим, что в пласте $\alpha = 1 - S$, а в скважине выражается через x, K и удельные объемы фаз.

При решении уравнений (8-10) использовалась простейшая полуэмпирическая формула [18]

$$K = \left(\frac{\mathrm{v}_{\mathrm{hom}}}{\mathrm{v}_w}\right)^{\frac{1}{2}}, \ \mathrm{v}_{\mathrm{hom}} = x\mathrm{v}_v + (1-x)\mathrm{v}_w. \tag{27}$$

В стационарном и квазистационарном случаях, когда не учитывается теплообмен с окружающими породами, задача (7-8) в пласте допускает точное решение. При отсутствии теплообмена задача в скважине (24-26) так же допускает аналитическое решение в квадратурах. Действительно, уравнение баланса энергии в системе (24) можно разрешить аналитически относительно x. При этом, для гомогенной теории получается квадратное уравнение, а для негомогенной – кубическое. Оба решения дают близкие значения. Выразив x в явном виде как функцию давления (температура так же выражается через давление с помощью уравнения Клайперона-Клаузиуса) и, подставляя это выражение в первое уравнение в системе (24), получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка относительно давления, которое интегрируется в квадратурах.

В случае учета теплообмена задача, как в пласте, так и в скважине решалась численно разностным методом в предположении квазистационарности режима тепломассопереноса. Расчеты в пласте проводились для функций относительной проницаемости фаз двух разных видов. Линейного простейшего вида $f_w(S) = S, \quad f_v(S) = 1 - S$, и нелинейного:

$$f_w(S) = \begin{cases} 0, & 0 \le S \le S_{wk} \\ \left[\left(S - S_{wk}\right)/\left(1 - S_{wk}\right)\right]^{7/2}, & S_{wk} \le S \le 1 \end{cases}$$

$$f_v(S) = \begin{cases} \left[\left(S_{vk} - S\right)/\mathrm{S}_{vk}\right]^{7/2}, & 0 \le S \le S_{vk} \\ 0, & S_{vk} \le S \le 1 \end{cases}$$

Для теплофизических коэффициентов использовались следующие значения:

$A = 12.512;\ B = -4611.73;\ \rho_w = 800;\ \rho_s = 2000;\ \lambda_w = 0.58;\ \lambda_s = 2;\ \lambda_v = 0.02;\quad \mu_w = 1.1 \cdot 10^{-4};$
$\mu_v = 1.72 \cdot 10^{-5};\ C_w = 4.2 \cdot 10^3;\ C_s = 0.9 \cdot 10^3;\ C_p = 2.3 \cdot 10^3;\ q = 1.85 \cdot 10^6;\ R = 461;\ H = 2000.$

Ниже на рисунках для краткости показана лишь небольшая часть полученных результатов. При этом были рассмотрены три варианта соответствующие трем различным проницаемостям пласта. На оси абсцисс отложена безразмерная координата длины ξ, определенная как

$$\xi = \begin{cases} 0 < \xi < 10 & \textit{в скважине} \\ \xi > 10 & \textit{в пласте} \end{cases}$$

Координата ξ растет от устья к забою и дальше растет в пласте при удалении от скважины.

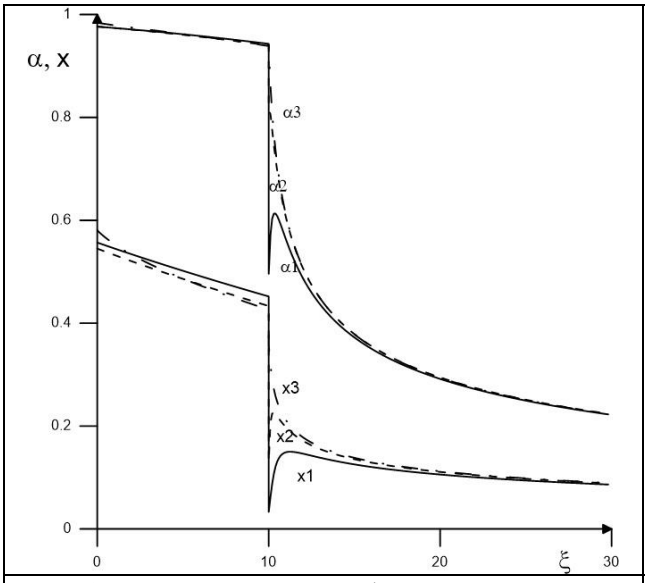


Рис. 1.7 Распределения объёмного паросодержания α и расходного массового паросодержания x в скважине $(0 < \xi < 10)$ и пласте $(\xi > 10)$ при $\alpha_0 = 0.1$ и $k = 0.3 \cdot 10^{-16}, 10^{-16}, 9 \cdot 10^{-16}$ (1–3)

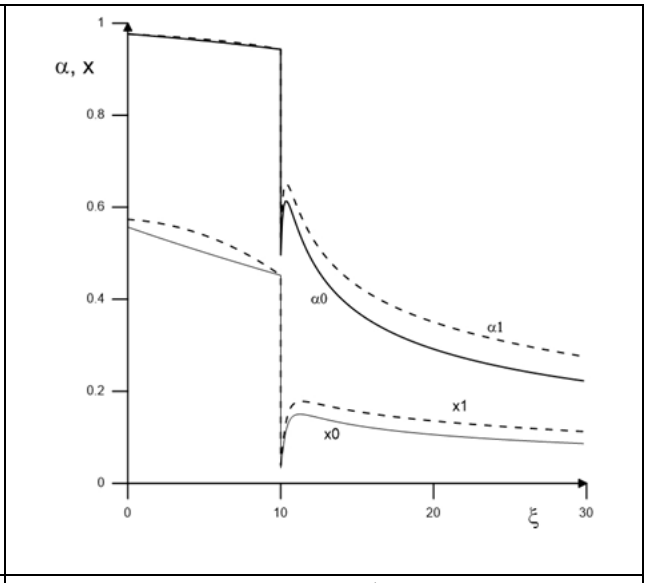


Рис.1.8. Распределения объёмного паросодержания α и расходного массового паросодержания x в скважине $(0 < \xi < 10)$ и пласте $(\xi > 10)$ при $\alpha_0 = 0.1$ с учетом (пунктир) и без учета (линия) теплообмена с окружающими породами.

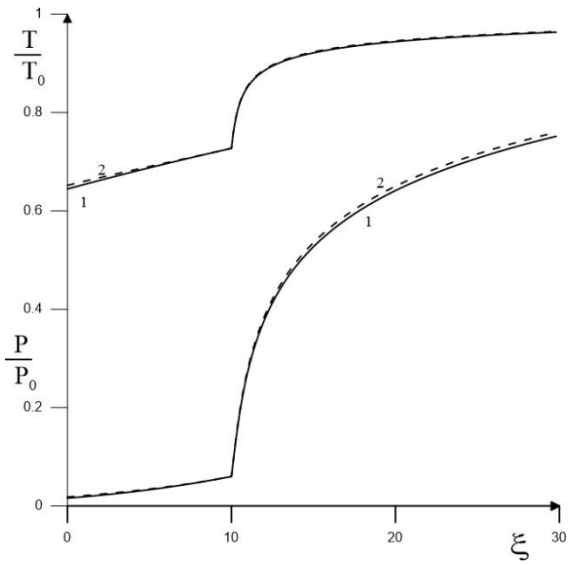


Рис.1.9 Распределения приведенных температуры и давления с учетом (пунктир) и без учета (линия) теплообмена с окружающими породами в скважине $(0<\xi<10)$ и пласте $(\xi>10)$.

Как отмечалось, были рассмотрены случаи линейной и нелинейной зависимости фазовой проницаемости от водонасыщенности пласта. Показано, что распределения давления и температуры относительно слабо зависят от конкретного вида фазовых проницаемостей воды и пара в пласте. Однако распределения паросодержания неплохо согласуются лишь качественно. Количественное же согласие можно назвать лишь удовлетворительным. Это значит, что, по крайней мере, при предварительных грубых расчетах можно пользоваться простыми линейными зависимостями фазовых проницаемостей.

1.3 Изучение воздействия локальных тепловых аномалий на тепловой режим городской территории.

Микроклимат города – это климат приземного слоя воздуха (от поверхности земли до высоты 2 метра) отдельных участков городской территории. Перечислим некоторые основные факторы, определяющие микроклиматические особенности города.

Во-первых, это городская застройка, множество вертикальных поверхностей, пересекающих местность, теплофизические свойства которых отличаются от теплофизических свойств почвы в окрестностях города.

Во-вторых, альбедо дорожных покрытий улиц выше, чем у поверхностей с растительным покровом и естественной почвой, а площадь самих участков с растительностью значительно сокращается.

В-третьих, основная часть атмосферных осадков сбрасывается в ливневую

канализацию, не попадая в почву, тем самым снижается испарение на всей территории города.

В-четвертых, загрязнения атмосферного воздуха твердыми и жидкими взвешенными частицами при работе автотранспорта, котельных, промышленных и других предприятий города.

В-пятых, искусственные тепловые потоки от теплотрасс, утечек из коллекторов, от теплового воздействия полигонов ТБО и свалок, от геотермальных аномалий и др.

В результате теплового воздействия большого количества искусственных источников температурных полей, в городах существенно меняются температурный, ветровой и влажностный режимы, возникают локальные тепловые аномалии разной интенсивности, которые охватывают при длительном воздействии значительные площади. Тепловое загрязнение воздуха приводит к образованию так называемого «теплового купола» над городом, размер которого зависит от метеорологических условий и особенностей города. В Махачкале, например, порядка 14% времени в году (суммарно 50 суток) безветренных дней, когда «купол» может быть устойчивым; в остальные дни он разрушается ветром. Для изучения температурного, аэрационного и влажностного режима нашего города собран и систематизирован современный фактический материал, позволяющий выявить не только зоны, оказывающие отепляющее воздействие на геологическую среду, но и зоны с температурными аномалиями, приводящими к значительному тепловому загрязнению окружающей среды.

Рассматривая температурный режим воздуха в Махачкале за последние 40 лет, можно отметить рост среднегодовых температур воздуха на 1.2°С (рис.1.10а) и суммарных годовых температур воздуха на 13°С (рис.1.10б). Распределение величины роста температур по месяцам (рис.1.11) показывает «вклад» каждого месяца в общую тенденцию роста.

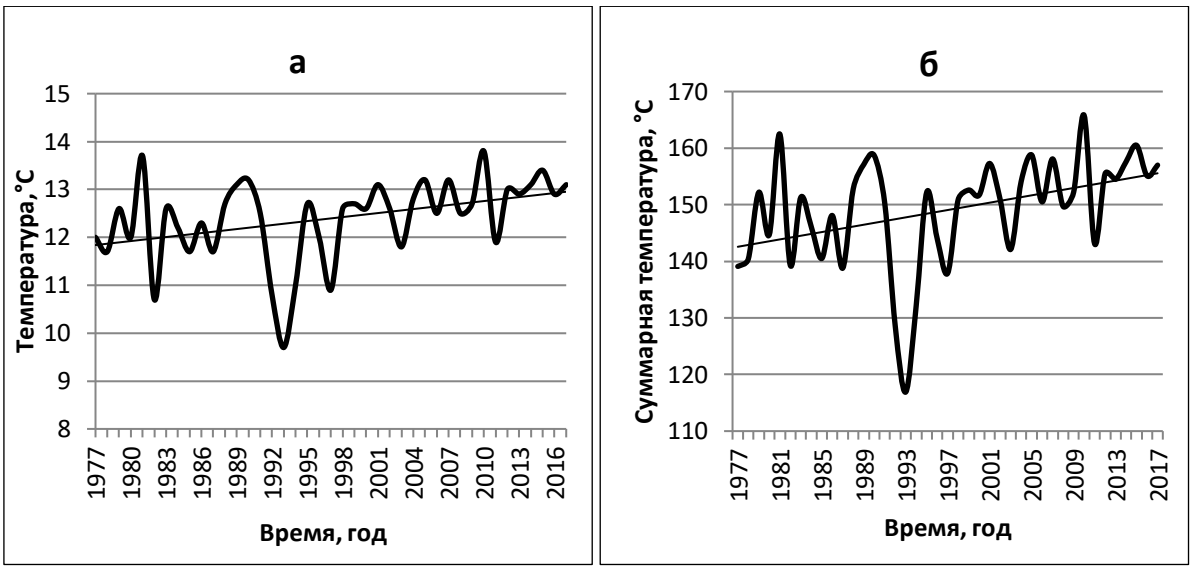


Рис.1.10 Изменение а) среднегодовых и б) суммарных годовых температур воздуха в Махачкале за 40-летний период

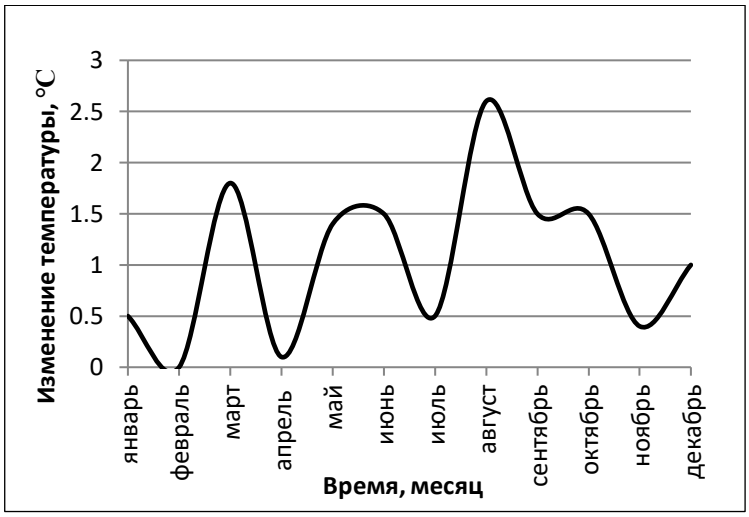


Рис.1.11 Величина роста среднемесячной температуры воздуха в Махачкале за 40-летний период по месяцам

На фоне незначительного роста среднемесячных температур по всем месяцам (исключая февраль), наблюдается три температурных пика (рис.1.11), максимальный из которых выпадает на август месяц. Таким образом, температура самого жаркого месяца в Махачкале увеличивается на 2,6°С. Показанные тренды температур воздуха построены на основе данных Дагестанского центра по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды по станции Махачкала за 40-летний период (абсолютная отметка станции -20 метров) и характеризуют изменение температуры в одной точке пространства.

Однако реальные температуры воздуха в различных точках города существенно отличаются от приведённых вследствие наличия ряда факторов как естественного, так и техногенного происхождения.

К природным факторам можно отнести особенности рельефа городской

территории: значительные перепады высот влияют на вертикальный градиент температуры. В целом рельеф с уклоном до 3% считается благоприятным для городской территории с точки зрения строительства. Согласно табл.1.1, профили абсолютных отметок от подножия горы Тарки-Тау (улица Генерала Омарова) до береговой линии Каспия изменяются от 53 м до -20м, а уклоны от 1,1% до 3,1%. Максимальный уклон для прибрежной зоны (9,6%) лишь в районе маяке, находящегося в 500 м от берега, территория же большей части города Махачкалы (площадью 468 км^2) находится в благоприятной для строительства зоне.

Таблица 1.1

№	Местоположение точки 1	Абс. отметка точки 1	Расстояние, м	Абс. отметка точки 2	Уклон, %
1	Пересечение улиц Акушинского и Шамиля	38	До береговой линии 1700	-15	3,1
2	Пересечение улиц Дахадаева и Шамиля	18	До бер.линии 2400	-20	1,6
3	Пересечение улиц Ярагского и Шамиля	12	До бер. линии 2500	-20	1,3
4	Пересечение улиц Гамидова и Шамиля	12	До бер. линии 2760	-19	1,1
5	Пос. Сепараторный	60	До бер. линии 6300	-21	1,3
6	Маяк	30	До бер. линии 500	-18	9,6
7	Пересечение улиц Ярагского и Шамиля	12	До ул.Г.Омарова 755	24	1,6
8	Пересечение улиц Гамидова и Шамиля	12	До ул.Г.Омарова 875	24	1,4
9	Смотровая	175	До ул.Г.Омарова 1120	24	13,5

Вертикальный градиент температуры в 500 – метровом слое воздуха у поверхности зависит от времени года, времени суток, в среднем же составляет 0,6°/100м, поэтому на уровне Смотровой температура воздуха будет ниже, чем замеряемая на метеостанции, на

1,2°С, а на вершине горы (720 м) – на 4,5°С. При таком градиенте температура в разных точках «равнинной» части города отличалась бы от замеряемой на метеостанции на 0,1-0,5°С. Однако вертикальный градиент температур в двухметровом слое у поверхности может достигать более 5-10°С /м. Действительно, если температура поверхности земли в летнее время поднимается до 50°С, а температура воздуха на высоте 2 м составляет 30°С, то значение градиента составляет 10°С/м. В Махачкале температура поверхности почвы в августе поднимается до максимальных 62°С при температуре воздуха в 34°С; при таких значениях вертикальный градиент достигает 14°С/м. Уменьшается градиент в ночное время, при облачной, ненастной и ветреной погоде. Над оголённой почвой вертикальный градиент температуры больше, чем над естественным покровом: на рис.1.12 видно, что температура на глубине 0,2м под естественным покровом выше, чем под оголенной поверхностью, что означает более высокий коэффициент температуропроводности поверхности с растительным покровом.

Рис.1.12 Температура на глубине 0,2 м в августе.

Помимо природных факторов, температурный режим формируется техногенными факторами: значительный прирост температуры воздуха идёт за счёт дорожного покрытия городских улиц асфальтом, за счёт элементов вертикальной застройки. В Махачкале более 1200 многоквартирных домов и ещё больше частных, крыши которых покрыты в основном металлочерепицей, что привносит дополнительный приток суммарной тепловой энергии от горизонтальных поверхностей. Помимо горизонтальных, следует учесть вертикальные поверхности стен домой и других вертикальных конструкций, которые поочерёдно с разной интенсивностью включаются в теплообмен с окружающим пространством от восхода солнца до заката. Для учёта «вклада» вертикальной застройки в

тепловое загрязнение города необходимы экспериментальные замеры и дополнительные исследования. Таким образом, температуры в разных точках города могли бы превышать прогнозируемые на 5-10 и более градусов без учёта влажностного и аэрационного режима, а ощущение комфортности окружающей среды для человека во многом зависит именно от этих параметров.

На рис.1.13 отражена среднемесячная относительная влажность воздуха в Махачкале: в течение всего года она остается достаточно высокой, даже в самые жаркие месяцы июля и августа температурные минимумы - не ниже 50%, несмотря на то, что уклон поверхности в сторону моря и асфальтовое покрытие способствуют естественному стоку атмосферных осадков. В результате на испарение влаги в городе уходит меньше тепловой энергии, что способствует росту горизонтального градиента температур между городской территорией и окрестностями.

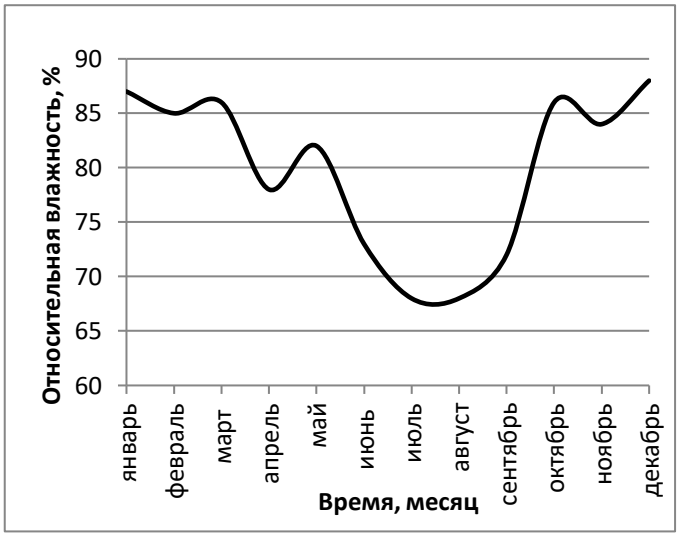


Рис.1.13 Среднемесячная относительная влажность воздуха в Махачкале.

Прямая корреляция между ростом температуры и количеством осадков по Махачкале за 40-летний период (рис.1.14) связана с увеличением количества осадков в осеннее-зимний период (рис.1.15)

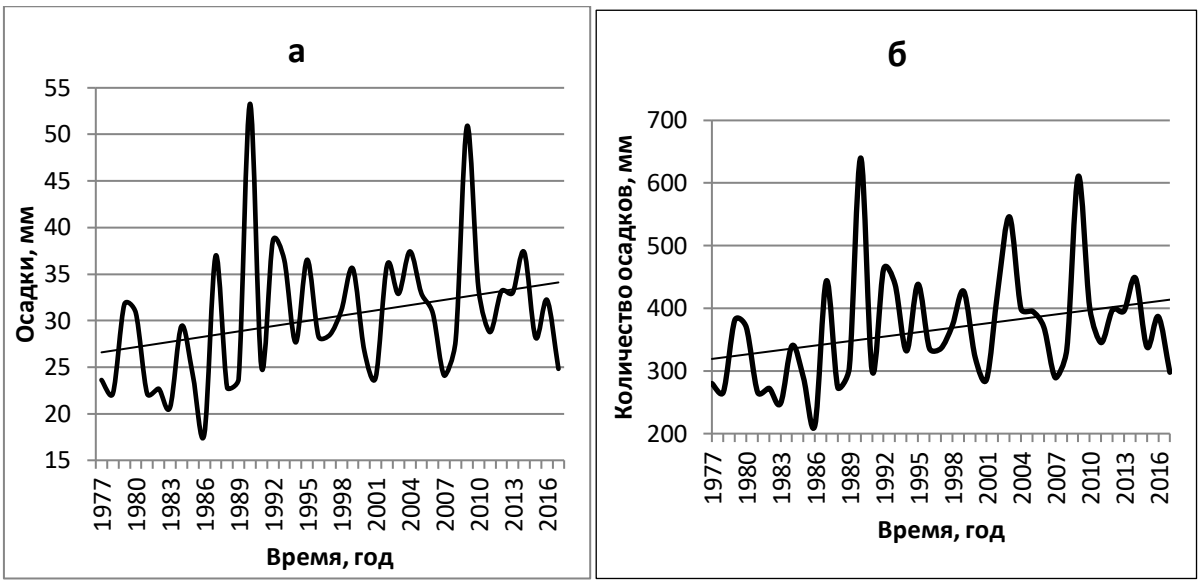


Рис.1.14 Изменение а) средней величины осадков; б) суммарных годовых осадков в Махачкале за 40-летний период

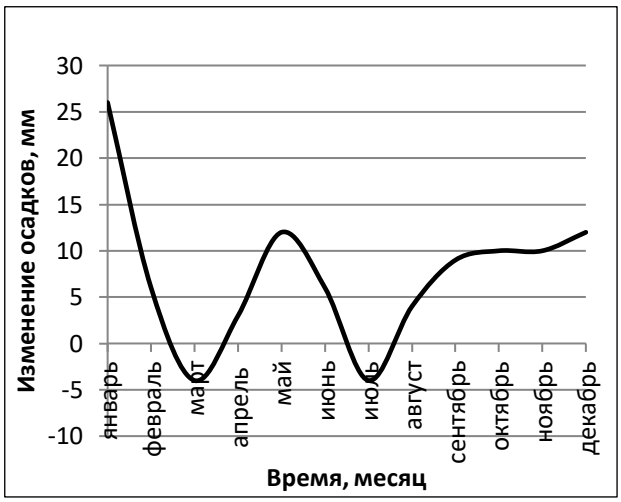


Рис.1.15 Изменение величины осадков в Махачкале за 40-летний период по месяцам

Высокая влажность воздуха в сочетании с ростом температуры в приповерхностной зоне отрицательно влияет на самочувствие человека в летний период.

В пределах города также существуют искусственные источники тепловой энергии, усиливающие техногенное тепловое загрязнение геологической среды. К искусственным источникам тепловых полей относятся промышленные предприятия, теплотрассы, производства, сбрасывающие горячие воды в подземные горизонты и открытые водоемы.

Каждый из источников техногенного теплового загрязнения среды имеет свою зону геоэкологического влияния, зависящую от его интенсивности. Суммарное воздействие

подобных источников тепловой энергии может привести к формированию геотермальной аномалии со значительным превышением температуры над фоновой, которая способствует росту агрессивности грунтовой толщи и подземных вод по отношению к железобетонным и металлическим конструкциям, химической и биохимической коррозии и которая, при определенных условиях, способна повлиять на состояние микроклимата территории. К числу искусственных источников тепловой энергии, усиливающих техногенное тепловое загрязнение геологической среды города, можно отнести и находящиеся в его черте эксплуатирующиеся геотермальные скважины.

Результаты модельных расчётов для геотермальной скважины глубиной 1000м и пластовой температурой 150°С показали, что через один год после начала эксплуатации 1) в радиусе одного метра на глубине 0,2м температура возрастает в 2раза, на глубине 1,6м – более чем в 6 раза; 2) в радиусе четырёх метров на глубине 0,2м температура возрастает на 3°С, на глубине 1,6м – в 2 раза; 3) на расстоянии 8м от скважины температура изменяется от долей градуса на глубине 0,2м до 5°С на глубине 1,6м.

Таким образом, можно видеть (рис.1.16), что радиус теплового возмущения от работы одиночной скважины через год достигает 8 м. Дальнейшие расчёты для периодов времени от 2 до 10 лет показывают, что на песчано-глинистой поверхности тепловое возмущение затухает на расстоянии от 8 до 9м от устья скважины. Площадь подобного искусственного источника не превысит 200м^2.

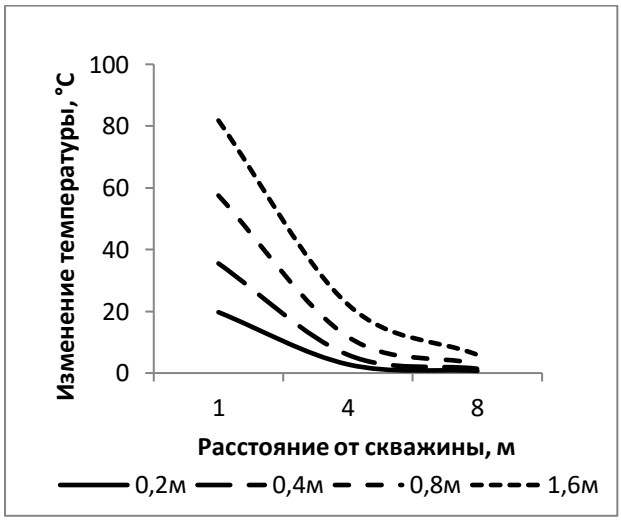


Рис.1.16 Изменение среднегодовой температуры почвы от расстояния до скважины при разных глубинах слоя через один год после начала эксплуатации

При столь высокой и масштабной современной застройке города, меняющей

картину естественного температурного поля окружающей среды и столь высокой влажности в течение всего года, при наличии многочисленных искусственных источников тепла разной интенсивности, комфортность в черте города для населения значительно снижается. Однако аэрационный режим в некоторой степени нормализует ситуацию.

Аэрационный режим считается комфортным, если скорость ветра изменяется в пределах от 1 до 5м/сек. При том, что в Махачкале всего в году безветренных периодов 14%, а сильных ветров 17%, большая часть первых (<1м/сек) приходится на ноябрь и декабрь, а вторых (>5м/сек) - на январь и февраль. На скорость ветра и его направление в городе влияют высокие застройки, парковые зоны, наличие больших и малых водоёмов и другие особенности, вызывающие внутреннюю циркуляцию воздуха. Обычно скорость ветра в городе ниже, чем в его окрестностях, но если направление ветра совпадает с направлением улиц, можно наблюдать значительное его усиление.

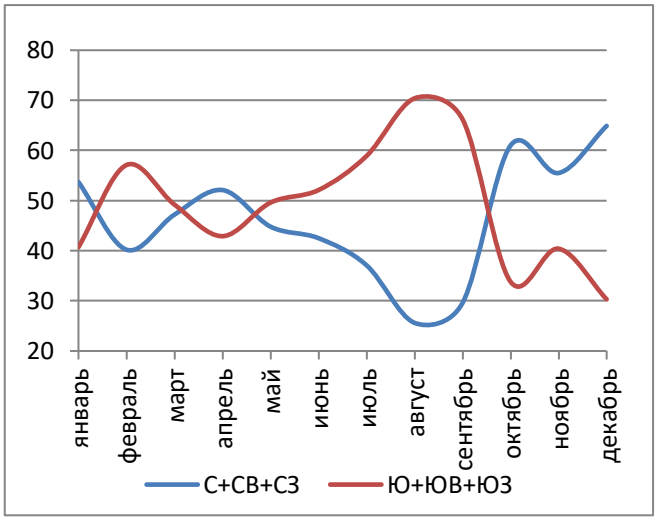


Рис.1.17 Направление ветров в Махачкале

В большинстве своём ветра в Махачкале имеют юго-восточное и северо-западное направление (рис. 1.17) и, что интересно, именно такое направление имеют наиболее протяженные проспекты города (табл.1.2).

Таблица 1.2

Улица	Направление
Ул. Гагарина	ЮВ <==========> СЗ
Пр.Шамиля	ЮВ <==========> СЗ
Пр.Петра 1	ЮВ <==========> СЗ
Пр Р.Гамзатова	ЮВ <==========> СЗ

Ул.М.Гаджиева	ЮВ <==========> СЗ
Пр.Ярагского	ЮЗ <==========> СВ
Пр.Гамидова	ЮЗ <==========> СВ
Ул.Дахадаева	ЮЗ <==========> СВ
Пр.Акушинского	ЮЗЗ <==========> СВВ

При скорости ветра от 1,5 до 5 м/сек охлаждающий эффект от него составляет 4-7°С, при скорости ветра выше от 5 до 10 м/сек охлаждающий эффект возрастает до 8-9°С. Таким образом, в летнее время рост температуры вследствие природных и техногенных факторов нивелируется охлаждающим эффектом от ветра в сильно продуваемых районах вдоль улиц ЮВ-СЗ направления (табл.1.2). Соответственно, в зимнее время этот же эффект снижает ощущение комфорта в данных районах. Охлаждающий эффект на улицах ЮЗ-СВ направленности будет наблюдаться при юго-западных и северо-восточных ветрах.

Юго-восточные ветры в летний период, помимо прохлады, доносят обогащённый минералами морской воздух на расстояние до 300 метров от побережья, а при сильном ветре и неспокойном море на расстояние до одного километра. Северо-западные ветры в зимний период приносят при встрече с влажным морским воздухом обильные осадки в виде дождя и снега.

2 Неизотермическая фильтрация

Теория фильтрации однородной жидкости в трещиновато-пористых средах предложил Г.И. Баренблатт. Свой доклад Григорий Исаакович сделал на научном семинаре акад. Л.И. Седова, и автор был слушателем того доклада. Помню и образное сравнение трещин с улицами, а пористых блоков с домами. Блоки – это хранители запасов, трещины же обеспечивают проницаемость. Со временем число публикаций росло лавинообразно. Однако более важными оказались задачи вытеснения флюидов из пористых сред. За рубежом такого рода среды называют двух пористыми. В настоящее время уделяется внимание и одиночным супер трещинам, созданным гидравлическими разрывами. Для одиночных трещин решаются задачи отставания пропитки блоков от фронта вытеснения воды по достаточно длинной макротрещине, снижения нефтеотдачи и увеличения обводнённости добываемой продукции. Но, как правило, современные исследования ведутся с широким использованием машинных методов и программ вычислений, и зачастую не соблюдая ограничений на их использование. Нами выбран

несколько иной путь: оценка ожидаемых результатов на основе аналитических методов. Сделаны выводы о степени пропитки блоков и их прогреве (остужении для случая нагнетания холодной воды) в зависимости от размеров блоков и степени раскрытости трещин.

2.1 Неизотермическая фильтрация в трещиновато пористых средах

Уточнение времени обмена массой между блоком и трещиной. Первоначально предполагалось [20,21], что этот обмен обусловлен разностью давлений в блоке и трещине, поскольку разгрузка в трещинах происходит быстрее, чем в блоках. Однако, если решать нестационарную задачу разгрузки двумерного блока методом Фурье, то будет получено решение

$$\frac{p-p_{тр}}{p_0-p_{тр}}=\sum A_{n,m}\exp\left[-\left(\frac{n^2}{a^2}+\frac{m^2}{b^2}\right)\pi^2\kappa t\right]\cdot\sin\frac{\pi nx}{a}\cdot\sin\frac{\pi my}{b}. \tag{28}$$

Здесь: p – давление в блоке, зависящее от (t,x,y); p_0 – его постоянное в блоке начальное значение; $p_{тр}$ – разгруженное значение давления в трещине; правая часть представляет ряд Фурье, a и b – размеры блока, к - пьезопроводность.

По истечению некоторого времени от ряда Фурье существенным остаётся лишь первый член (n=1,2,…; m=1,2,…). Можно приближённо полагать

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0}\approx A_{11}\exp\left(-\left(\frac{1}{a^2}+\frac{1}{b^2}\right)\pi^2\kappa t\right)\cdot\sin\frac{\pi x}{a}\cdot\sin\frac{\pi y}{b} \tag{29}$$

В центре прямоугольника, принятого за матрицу трещиновато-пористой среды, функция (29) достигает своего наибольшего значения – максимума.

Приращение среднего по блоку значения снижается во времени и составит

$$\begin{aligned}\frac{\Delta p_{ср}}{\Delta p_0}&\approx\frac{1}{ab}A_{11}\exp\left(-\left(\frac{1}{a^2}+\frac{1}{b^2}\right)\pi^2\kappa t\right)\int_0^a\sin\frac{\pi x}{a}dx\int_0^b\sin\frac{\pi y}{b}dy\\&=\frac{1}{\pi^2}A_{11}\exp\left(-\left(\frac{1}{a^2}+\frac{1}{b^2}\right)\pi^2\kappa t\right)\end{aligned} \tag{30}$$

Среднее значение превышения давления в блоках во времени убывает по экспоненциальному закону. Значит, влияние разницы давлений в блоках и трещинах ограничено во времени и зависит от размеров блоков. Например, для поровой матрицы прямоугольного вида время выравнивания давлений в трещинах и блоках можно принять из соотношения

$$\left(\frac{1}{a^2}+\frac{1}{b^2}\right)\pi^2\kappa t=5,\quad t=\frac{5}{\pi^2\kappa\left(a^{-2}+b^{-2}\right)},\quad \exp(-5)=0.00674 \tag{31}$$

В случае квадратной матрицы $a=b=1$ м и к=0.1 м^2/с получим время 2.5 сек. При больших размерах матричных блоков, даже 10 метров, выравнивание давления требует менее часа. Введение двух давлений в блоках и трещинах может иметь смысл лишь для весьма протяжённых трещин. Оно получило распространение в теории трещиновато-пористых сред, но не является сколь-нибудь перспективным описанием. Другое дело учёт капиллярных сил и пропитки смачивающих блоков водой с последующим вытеснением нефти. При мелких размерах блоков и трещиновато-пористая среда ведёт себя как моно пористая. Трещины увеличивают проницаемость.

Пропитка блоков залежи фундамента Белого Тигра.

Обмен массами воды и нефти между трещинами и низко проницаемыми блоками после выравнивания давлений происходит за счёт действия капиллярных сил. Порода залежи фундамента смачивала воду, угол смачивания был небольшим, порядка 60˚-70°. Эксперименты проводились в лаборатории физики пласта НИПИ «Вьетсовпетро» под руководством академика НАН Украины О.Ф. Мартынцива, а обрабатывались автором настоящего отчёта и нигде в открытой печати до сих пор не публиковались.

Насыщенные нефтью керны помещались в специальную ванну с водой, и систематически во времени измерялся вес образца. По разнице весов судили о проникновении массы воды и выходе нефти. Достаточно большое число замеров с разными кубическими и цилиндрическими образцами позволило рекомендовать формулу движения фронта пропитки воды в блоки в виде $y = 2.03\sqrt{t}$, где расстояние фронта y в см, пройденное время в сутках. Для целей разработки представим это равенство в других единицах измерения: $y = 0.388\sqrt{t},$ где расстояние фронта y в м, пройденное время в годах. Тогда оценка времени пропитки блоков размера «b» составит $t=1.662b^2$ в годах. Ниже дана удобная таблица времён пропитки в годах в зависимости от «b».

b	5 см	10 см	20 см	50 см	1 м	2 м	3 м	4 м
t	36 час	6 сут	24 сут	5 мес	1.7 лет	6.6 лет	15 лет	27 лет

Выводы были сделаны следующие:1) низко проницаемые блоки размером 4 м и выше за время разработки полностью не пропитываются; 2) блоки размером 1 м и ниже полностью пропитываются; 3) трещиновато-пористую среду с блоками малых размеров нет смысла выделять отдельно, её можно принять просто за разновидность пористой среды.

О том же свидетельствуют и относительные фазовые проницаемости кернов залежи фундамента Белого Тигра. Трещинные среды не следует отделять от пористых, когда

длины трещин малы. Приведём относительные фазовые проницаемости, полученные на трещиноватых кернах небольших размеров залежи фундамента.

Относительные фазовые проницаемости и безводная нефтеотдача

Для различных кернов залежи фундамента, в зависимости от номеров скважин и высверленных из кернов относительные фазовые проницаемости имели разный вид и безводная нефтеотдача на кернах получалась разной. Ниже даны таблицы - осреднённые, наихудшие и наилучшие ОФП кернов. В первой строчке значения насыщенности водой, во второй ОФП воды, в третьей строчке – ОФП нефти.

Таблица 2.1 Осреднённые ОФП залежи фундамента по кернам.

s	0.19	0.25	0.30	0.40	0.50	0.55	0.60	0.64	0.68
k_w	0	0.003	0.008	0.024	0.050	0.065	0.085	0.10	0.12
k_o	1	0.6	0.44	0.24	0.11	0.075	0.033	0.010	0

Таблица 2.2 Наихудшие ОФП залежи фундамента по кернам.

s	0.12	0.16	0.20	0.30	0.35	0.40	0.50	0.55	0.60	0.62
k_w	0	0.003	0.007	0.04	0.06	0.085	0.135	0.167	0.21	0.225
k_o	1	0.6	0.44	0.21	0.14	0.085	0.03	0.02	0.005	0

Таблица 2.3 Наилучшие ОФП залежи фундамента по кернам.

s	0.30	0.34	0.40	0.50	0.60	0.70	0.75	0.80
k_w	0	0.003	0.007	0.015	0.027	0.06	0.075	0.16
k_o	1	0.92	0.68	0.29	0.091	0.025	0.011	0

По таблицам виден разброс значений: связанная насыщенность s_1 менялась примерно в пределах от 0.12 до 0.30; максимальная насыщенность s_2 водой – от 0.62 до 0.80; конечная относительная проницаемость воды – от 0.12 до 0.225. Безводная нефтеотдача составила 0.576 для осреднённых, 0.412 – для наихудших и 0.706 для наилучших ОФП. Однако, это не значит, что на промыслах будет достигнута такая безводная нефтеотдача. Коэффициент охвата вытеснением зависит от гидродинамики течения. Его принимали равным 0.719 в плоском случае как для девяти-точечной площадной системы заводнения, и 0.517 - в пространственном случае. Ожидаемая безводная отдача нефти залежи фундамента с трещинами и трудно извлекаемыми запасами в блоках была определена в 36.6% в лучшем случае, в 21.3% в худшем случае и 29.8% рекомендовано как среднее значение.

Месторождение Центральное, расположенное на Каспии и отнесённое к территориальным водам Республики Дагестан, имеет примерно такое же строение, как и Белый Тигр. Залежь относится к материнским породам фундамента. При геологических запасах 541 млн тонн нефти лишь безводная нефтеотдача с этого месторождения составит в среднем 160 млн тонн. Однако конечная добыча с учётом водного периода может превысить и 200 млн тонн. При цене $60 за баррель стоимость всей добытой нефти на рынке составит порядка 60·200·7=$84 миллиарда. Разведкой и разработкой месторождения занимается компания Лукойл.

Капиллярное давление и капиллярная функция

Автором многократно делались попытки согласовать экспериментальные данные по капиллярной пропитке образцов кернов с теорией. Согласно теоретическим данным, капиллярный скачок давления выражается в виде

$$p_c = \frac{\sigma \cos\theta}{\sqrt{k/m}} J(s) \tag{32}$$

Здесь: σ – поверхностное натяжение; θ – угол смачивания; k и m – проницаемость и пористость блоков; $J(s)$ – функция капиллярного давления. По заказу НИПИморнефти СП «Вьетсовпетро» ВНИИ нефти (Москва) проводил опыты (руководитель работ Кузнецов А.Н.). Автор отчета сделал обработку результатов этих опытов. В результате было получено следующее представление для функции капиллярного давления

$$J(s) = 0.1115 \frac{(0.8 - s_n)^{0.5}}{(s_n + 0.0075)^{0.65}}, \quad s_n = \frac{s - s_1}{1 - s_1}, \quad s_1 < s < 0.8 \tag{33}$$

Оно отличается от предлагавшихся ранее простых приближений с точностью до постоянного множителя типа [21]

$$J(s) = \frac{1}{\sqrt{s_n(x)}}; \quad J(s) = \frac{1}{\sqrt{s_n(s)}} - \sqrt{s_n(s)} \tag{34}$$

На рис.2.1 изображены графики по формуле (33) – красная линия, и наиболее простой его аппроксимации от В.М. Рыжика [21]. Видно, что они достаточно близки, разница наблюдается для высоких значений насыщенности водой.

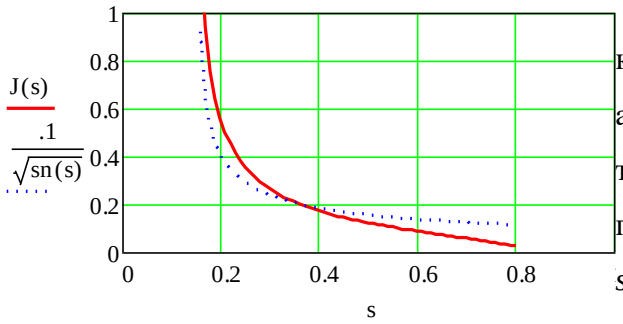


Рис. 2.1 Сравнение кривых капиллярного давления: аппроксимация (33) по замеренным точкам (сплошная линия) и наиболее простой формуле (пунктир): s_1=0.15; s_2=0.8.

Уравнение пропитки для линейного случая представится в форме

$$\frac{\partial s}{\partial t}+\frac{\sigma\cos\theta}{\mu_o}\sqrt{\frac{m}{k}}\frac{\partial}{\partial x}\left[f_o(s)F(s)J'(s)\frac{\partial s}{\partial x}\right]=0 \qquad (35)$$

Здесь μ_o – вязкость воды, f_0 (s) – ОФП воды, $F(s)$ – функция доли воды в потоке (функция Леверетта). Переходя от размерных величин (t, x) к безразмерным переменным (τ,ξ) и нормированной насыщенности s_n водой согласно формулам

$$x=l\xi,\quad t=\frac{\mu_o l^2\tau}{\sigma\cos\theta\sqrt{k/m}},\quad s_n=\frac{s-s_1}{1-s_1} \qquad (36)$$

будем иметь для насыщенности уравнение

$$\frac{\partial s_n}{\partial\tau}+\frac{\partial}{\partial\xi}\left[f_o(s_n)F(s_n)J'(s_n)\frac{\partial s_n}{\partial\xi}\right]=0 \qquad (37)$$

Примерное среднее значение произведения трёх функций в квадратных скобках составляет -0.005 и решение (37) можно уподобить решению

$$\frac{\partial s_n}{\partial\tau}=0.005\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{\partial s_n}{\partial\xi}\right] \qquad (38)$$

Решение задачи о пропитке отрезка 0<ξ<1 в начальный момент полностью насыщенной нефтью можно выразить в виде ряда Фурье, удовлетворив его граничным условиям $s_n(\tau,0)=(s_2-s_1)/(1-s_1)$, $\partial s_n/\partial\xi=0$ при ξ=1 и начальном условии $s_n(0,\xi)=0$. Из условия достижения практически предельных значений насыщенности водой была найдена в качестве приемлемого времени пропитки формула, соответствующая τ=400,

$$t_{пров}=\frac{400\mu_o l^2}{\sigma\cos\theta}\sqrt{\frac{m}{k}} \qquad (39)$$

Подсчёты по этой формуле дают согласующиеся с лабораторными данными значения времён пропитки [22]. Например, для условий залежи фундамента при $k=20\cdot10^{-15}$ м^2, m=0.02, $\mu_o=0.4\cdot10^{-3}$ Па·с, l=0.025 м, $\sigma=20\cdot10^{-3}$ Н.м и cosθ=0.267 формула (39) даёт времена пропитки порядка суток.

Прямоточная и противоточная пропитка.

Более детальный взгляд показывает, что приведённое рассмотрение не годится для всех случаев вытеснения. Оно верно лишь в том случае, когда вытесняемая водой нефть имеет возможность разгрузиться и выйти из блоков. Можно представить себе ситуацию, когда вода контактирует с нефтью, смачивается породой и вытесняет нефть в обратном направлении. Именно такая ситуация имело место в опытах НИПИ СП «Вьетсовпетро». Полностью погруженные в воду кубики нефти были вынуждены выдать нефть в направлении, противоположном движению в порах и трещинах воды. Уравнение (35) предполагает одностороннее движение обеих фаз. Но, тем не менее, описывает процесс движения под действием капиллярных сил обеих фаз, давление явно не входит в уравнение (35). Эксперименты по прямоточной и противоточной пропитке ставились и во ВНИИ нефти В.Г. Оганджанянцем [23], причем на стеклянных моделях, чтобы можно было и наблюдать. Теоретического описания в технической литературе не было. Замечено было, что опережающая пропитка происходит по трещинам, а в кавернах и утолщениях пор вода застревает, накапливает энергию. Автору не удалось сколь-нибудь удовлетворительно описать процессы пропитки, применяя статистику описания пор и трещин. Пока наилучшим достижением для поровых блоков залежи фундамента остается формула движения условного фронта капиллярной пропитки [22], основанная на опытах Мартынцива **y,** см**=1.61÷2.03·(t,** сут**)**$^{0.5}$. Согласно этой формуле: поровые блоки размером до 1 метра пропитываются за 10 лет разработки; за 20 лет пропитываются блоки размером 2.8 м (по 1.4 м с каждого боку); блоки размером 3 м и более за время эксплуатации скважин не пропитываются, для них было рекомендовано вводить коэффициенты внутреннего охвата блоков пропиткой, и составлены соответствующие таблицы по площади всего месторождения Белый Тигр. Также мы рекомендуем подходить при проектировании разработки месторождения «Центральное» на Каспии.

Капиллярная пропитка от опережающего вытеснения по трещине.

Как правило, движение фронта воды по трещинам опережает фронт полного вытеснения водой нефти в порах. При движении под давлением такое опережение обусловлено меньшим сопротивлением трещин. Но в смачивающей воду среде капиллярное действие также значительнее в трещине, нежели в блоках. Убедиться в этом можно, приложив друг другу два прямоугольных образца и приложив торцами их к горизонтальной поверхности воды. По трещине пропитка пойдёт намного быстрее. На рис. 2.3 показана постановка задачи, когда по трещине вода проникает под

действием давления опережающим образом, а блоки пропитываются из-за действия капиллярного давления.

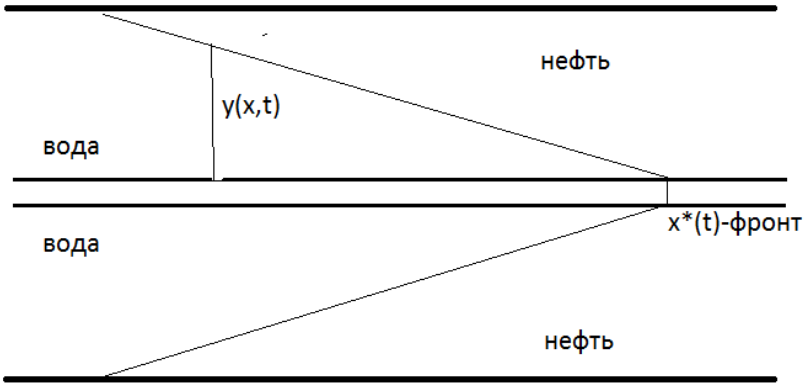


Рис.2.2 Движение по трещине фронта воды с пропиткой в блок размера ($l,b=l/2$).

Задача преждевременного прорыва закачиваемых вод для трещиноватых известняковых залежей нефти актуально для Дагестана. Под высоким давлением нагнетания крупные трещины расширяются, за счет сужения мелких и мельчайших, из которых выдавливается нефть. Таково мнение большинства нефтяников. Эти процессы описать не удаётся. Трещина на рис. 2.2 не деформируемая, достаточно длинная, имеет раскрытость 2δ, средняя по сечению скорость воды в трещине убывает за счёт поглощения блоком, до подхода фронта пропитка отсутствует. Пределы изменения фронта в трещине $0<x^*(t)<l$, поперечной пропитки $0<y(x,t)<b=l/2$. Доля порового пространства, вытесняемая пропиткой, постоянна и равна (s_2-s_1). Общий вытесняемый объем пор из единицы объёма породы составит произведение $m(s_2-s_1)=\phi$. Такое обозначение ϕ сокращает запись.

Обсудим теперь простую задачу, представленную на рис. 2.3 Пусть при входе в трещину поддерживается заданная постоянная скорость v_0. При раскрытости трещины 2δ расход воды в образец составит $2\delta v_0$, из которых половина относится к верхней части, другая половина – к нижней части. Из-за пропитки в блок уменьшается расход воды по трещине, а значит и средняя скорость движения, она будет зависеть от положения фронта воды в трещине $x^*(t)$, При $x^*(t)<x<l$ в трещине остаётся нефть, скорость её движения постоянно и равна скорости движения воды на фронте. Условие баланса воды за время t до прорыва вод по трещине позволяет написать соотношение

$$v_0 t\cdot\delta = x^{\bullet}(t)\cdot\delta + \phi\int_0^{x^{\bullet}(t)} y(x,t)dx \qquad (40)$$

Здесь интеграл представляет собой площадь пропитанной водой части блока. Объёму закачки соответствует и объём добытой безводной нефти. Но здесь для получения

ординаты y надо учитывать запаздывание во времени для абсцисс $x>0$, вводить по абсциссе x соответствующее время прихода фронта воды по трещине $t^*(x)$ и вычитать его из пройденного времени t. Используя рекомендацию Мартынцива О.Ф., из (40) имеем

$$v_0 t = x^{\bullet}(t) + \frac{\phi}{\delta}\int_0^{x^{\bullet}(t)} \alpha\sqrt{t - t^*(x)}dx \qquad (41)$$

Функции $x^*(t)$ и $t^*(x)$ являются взаимно обратными. Коэффициент α около 2 см=0.02 м, если время измерено в сутках. Продифференцировав по времени, из (41) получим между входной скоростью и скоростью фронта

$$v_0 = v^*(t) + \frac{\alpha\phi}{2\delta}\int_0^{x^*(t)} \frac{1}{\sqrt{t - t^*(x)}}dx, \quad t^*(x^*(t)) = t, \quad x^*(t^*(x)) = x. \qquad (42)$$

К сожалению, расчёт по формулам (42) оказался сложным, приходится обращаться к численным процедурам. Инженерные выводы можно делать по формуле (41), заменив подынтегральное значение его средним

$$x^*(t) \approx \frac{v_0 t}{1 + \frac{\alpha\phi\sqrt{t}}{\delta\sqrt{2}}} \quad \text{при} \quad \int_0^{x^{\bullet}(t)} \sqrt{t - t^*(x)}dx \approx \sqrt{\frac{t}{2}} \cdot x^*(t) \qquad (43)$$

Изобразим закон движения фронта воды по трещине согласно (43) для параметров: v_0=5 м/сут; α=0.02 м/сут; δ=0.001 м; ϕ=0.15. Графики даны на рис. 2.3, слева - движение фронта, справа – снижение скорости фронта

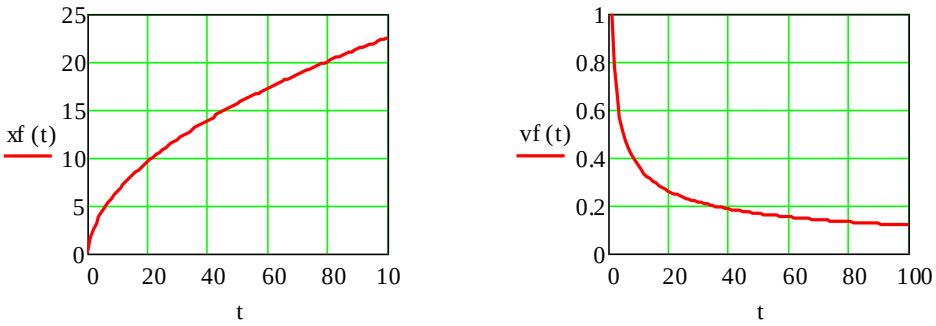


Рис.2.3 Движение фронта по трещине и снижение скорости фронта пропиткой.

По рис. 2.3 видно, что движение по трещине со временем ослабевает резко. Видно, что в рассмотренном примере скорость движения фронта ослабла почти в 3 раза, пройдя 100 м. Обычно, начальная скорость может быть оценена на порядок больше и пропитка не может остановить опережающего движения по трещинам. Это приводит к меньшей отдаче нефти в безводный период и большей обводнённости продукции в водный период добычи нефти. При высоких темпах заводнения пластов показатели разработки нефтяных и термальных месторождений могут стать хуже.

Связь средней скорости по трещине с перепадом давления

В случае одномерного установившегося движения вдоль галереи такая связь известна, когда нет пропитки в блоки. Поперечный профиль скорости из-за действия вязкости имеет параболический профиль

$$u(y)=\frac{\Delta p}{2\mu l}\left(\delta^2-y^2\right),\quad Q=\int_{-\delta}^{\delta}u\,dy,\quad u_{ср}=\frac{Q}{2\delta}=\frac{\Delta p\delta^2}{3\mu l} \tag{44}$$

Обычные перепады давлений на промысле между скважинами порядка 0.3 МПа (3 атм), расстояния l=500 м, и при δ=0.001 м, μ=0.2 мПа·с получаем для средней скорости по трещине огромное значение 1 м/с. На самом деле трещины имеют поперечный размер порядка 50 мкм или менее, что в 40 раз меньше взятого нами значения 1 мм. Пересчёт даст для средней скорости уже близкое к реалиям значения 1 м за 1600 секунд, так что $u_{ср}$≈54 м/сутки. Можно ориентироваться на среднюю скорость движения в трещинах порядка десятков метров в сутки, тогда как капиллярная пропитка – не более 2 см/сут. Отметим снова, что формула (44) получена без учёта пропитки блоков. При учёте пропитки аналог (44) сложнее и зависит от положения фронта воды.

Обоснование формулы пропитки

Будем полагать, что существует фронт пропитки, за которым нефть полностью замещается водой, а на фронте пропитки действует отрицательное значение капиллярного давления Δp_c. Тогда, согласно закону Дарси имеем

$$w=\frac{k}{\mu}\cdot\frac{\Delta p_c}{y(t)},\quad \frac{dy}{dt}=\frac{w}{\phi},\quad \phi=m\left(s_2-s_1\right) \tag{45}$$

Здесь w – вертикальная скорость фильтрации; k – проницаемость блока, μ – вязкость воды, при делении скорости фильтрации на ϕ (вытесняемый объём пор) получаем физическую скорость движения фронта пропитки. Для фронта интегрированием (45) с учётом $y(0)$=0, получаем

$$y(t)=\frac{2k\Delta p_c}{\mu\phi}\sqrt{t} \tag{46}$$

Таким образом, закон пропитки квадратного корня представляет собой один из наиболее простых случаев, когда капиллярный перепад сохраняется. Он аналогичен случаю поршневого вытеснения. На самом же деле пропитка будет происходить согласно уравнению (35), надо включать изменение насыщенности водой, что вносит значительные осложнения. Следствием станет уменьшение со временем капиллярного скачка и ухудшение пропитки воды из трещин. Результаты применения (46) завышают безводную добычу, особенно для больших времён, но порядок величин сохранится.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Классический подход к проблеме исследования хрупкого и квазихрупкого разрушения основан на идеях Гриффитса, Ирвина и эмпирических исследованиях. Соответствующая теория хорошо разработана. Для практического приложения, например, для повышения разработки и эффективности эксплуатации нефтяных месторождений актуально изучение закономерностей развития трещин гидроразрыва пласта в пороупругой среде. В этой связи в настоящей работе обобщены несколько формул для вычисления величины оттока энергии в точках контура трещины на единицу площади образующейся поверхности. Тем самым получен критерий развития трещины в пороупругой среде в различных формах. Для простейшего случая плоской одномерной быстро растущей, в сравнении со скоростью процессов фильтрации, трещины найдена асимптотика полей характеризующих напряженно-деформированное состояние вблизи кончика трещины. Это позволило в явном виде показать характер влияния поля давления в жидкости, т.е. параметра Био на критерий роста трещины.

- Рассмотрена связанная задача о тепломассопереносе в окрестности добывающей скважины и в стволе самой скважины при извлечении пароводяной смеси. Считается, что пласт изначально насыщен пароводяной смесью. Задача решена численно разностным методом. Показано, что вблизи скважины в пласте распределения истинного объёмного паросодержания α в определенном диапазоне проницаемостей пласта имеет максимум, что может привести к выпадению солей в осадок и к ухудшению проницаемости. Изучена зависимость α и x на устье скважины от параметров задачи. Показан качественный характер влияния теплообмена пласта и скважины с непроницаемыми породами на структуру термомеханических полей. Показано, что распределения давления и температуры относительно слабо зависят от конкретного вида фазовых проницаемостей воды и пара в пласте. Однако распределения паросодержания неплохо согласуются лишь качественно. Найден закон движения фронта возмущений исходных распределений температуры, давления и водонасыщенности в пласте. Показан характер эволюции этих полей.

- С целью изучения теплового воздействия искусственных источников температурных полей города на его микроклимат, проанализирован современный фактический материал по температурному, аэрационному и влажностному режиму, позволивший выявить не только зоны, оказывающие отепляющее воздействие на геологическую среду, но и зоны с температурными аномалиями, приводящими к значительному тепловому загрязнению

окружающей среды. Рассмотрено влияние длительной эксплуатации геотермальной скважины на температурное поле деятельного слоя почвы.

-Рассмотрены вопросы фильтрации воды в естественных трещинах залежей, при наличии малопроницаемых блоков с трудно извлекаемыми запасами, предложены расчетные методы их пропитки закачиваемой водой, а также температурного режима вытеснения нефти водой. Даны постановки и получены решения ряда простых задач аналитическими методами. Уточнены формулы капиллярного обмена массой между трещинами и блоками, опираясь на экспериментальные данные О.Ф. Мартынцива для залежи фундамента месторождения Белый Тигр. На Каспии открыто, но ещё не разрабатывается месторождение нефти «Центральное» в залежи фундамента с ориентировочными геологическими запасами 541 миллион тонн нефти. Приводимые результаты могут оказаться применимыми и к этому месторождению.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Griffith A.A. The phenomena of rupture and flow in solids // Phil. Tran. Ser. 1920. A 221. P. 163–189.

2. Irwin G.R. Fracture dynamics // Fracturing of metals. Cleveland, OH, USA: ASM. 1948. P. 147–166.

3. Irwin G.R. Onset of fast crack propagation in the high strength steel and aluminum alloys // Interim rept., Naval Research Lab., Washington DC, 1956, 23 PP.

4. Cherepanov G. P. The propagation of cracks in a continuous medium // Journal of Applied Mathematics and Mechanics. 1967. 31(3). P. 503–512.

5. Rice J. R. A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks // Journal of Applied Mechanics. 1968. 35. P. 379–386.

6. Walters M.C., Paulino G.H., Dodds R.H. Interaction integral procedures for 3- D curved cracks including surface tractions // Engineering Fracture Mechanics. 2005.72, P.1635–1663.

7. Рамазанов М.М., Критский Б.В., Савенков Е.Б. Формулировка J-интеграла для модели пороупругой среды Био // ИФЖ. 2018. №6.

8. Седов Л.И. Механика сплошной среды, Т.2., изд. «Лань», 2004, 560 стр.

9. Rice J.R., Mathematical Analysis in the Mechanics of Fracture // Chapter 3 of “Fracture: An Advanced Treatise”. Vol. 2, Mathematical Fundamentals. Ed. H. Liebowitz, Academic Press, N.Y.,1968 , pp. 191-311.

10. Мусхелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука. 1966. 707 с.

11. Райс Д. Механика очага землетрясения. М.: Мир. 1982. 217 с.

12. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука. 1974. 640 с.

13. Регель В.И., Слуцкер А.И., Томашевский Э.И. Природа прочности твердых тел. М.: Наука. 1974.

14. Бартеньев Г.М. Прочность и механизм разрушения полимеров. М.: Химия. 1984.

15. Карташов Э.М. Современные представления кинетической термофлуктуационной прочности полимеров. М.: ВИНИТИ. Серия «Химия и технология высокомолекулярных соединений». 1991. Т.27. С.3-112.

16. *Рамазанов М.М., Алхасова Д.А., Абасов Г.М.* Течения и теплообмен в геотермальном пласте при извлечении пароводяной смеси // ИФЖ. 2017. Т. 90. № 3. С. 640-647.

17. *Цыпкин Г.Г.* Течения с фазовыми переходами в пористых средах. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.

18. *Чисхолм Д.* Двухфазные течения в трубопроводах и теплообменниках: Пер. изд.: Великобритания, 1983. М.: Недра, 1986. 204 с.

19. *Churchill S.W.* Friction equation spana all fluid flow regimes. Chemical Engng. 1977. 84(24), 91-2.

20. Подземная гидравлика. Учебник для вузов. К.С. Басниев, А.М. Власов, И.Н. Кочина, В.М. Максимов. – М.: Недра, 1986, 303 с.

21.Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 226 с.

22.Алишаев М.Г., Белянин Г.Н. и др. О рациональных темпах заводнения залежи фундамента месторождения Белый Тигр. Нефтяное хозяйство, №12, 1999.

23.Оганджанянц В.Г., Никищенко А.Д. Влияние абсолютного значения капиллярного давления на нефтеотдачу пористых сред //Исследования в области разработки нефтяных месторождений и гидродинамики пласта. Сб. научных трудов ВНИИ, выпуск 51, М.: Недра, 1968.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО НИР

1. Лобковский Л.И., Рамазанов М.М. К теории фильтрации в среде с двойной пористостью// Докл. РАН. 2019. Т. 484. № 3. С. 348-351 **(WEB of Science переводная версия) (RSCI) (ВАК) Импакт-фактор: 0.625. DOI: 10.31857/S0869-56524843348-351.**

   Lobkovskii L.I., Ramazanov M.M. Theory of filtration in a double porosity medium// Doklady Earth Sciences. 2019. Т. 484. № 1. С. 105-108. **DOI: 10.1134/S1028334X19010252. Квартиль по WEB of Science: Q2. Импакт-фактор: 0.637** V. 484. № 1. С. 105-108

2. Рамазанов М.М., Каракин А.В., Лобковский Л.И. Математическая модель движения растворов с учётом осмотического эффекта// Доклады Академии наук. 2019. Т. 489. № 1. С. 75-79. **(WEB of Science переводная версия) (RSCI) (ВАК) Импакт-фактор: 0.625. DOI: 10.31857/S0869-5652489175-79**

   Ramazanov M.M., Karakin A. V., Lobkovskii L.I. Mathematical Model for the Motion of Solutions Taking into Account the Osmotic Effect// Doklady Earth Sciences, 2019, V. 489, № 1, pp 1306–1309. **DOI: 10.1134/S1028334X19110060. Квартиль по WEB of Science: Q2. Импакт-фактор: 0.637**

3. Алишаев М.Г. Оценки показателей циркуляционной системы добычи геотермальной энергии в случае маломощного пласта// Известия РАН. Энергетика. 2019. №1 С. 140-

158. (**SCOPUS) (ВАК) Импакт-фактор: 0.324. DOI: 10.1134/S0002331019010047**

4. Ramazanov M.M., Borisov V., Kritsky B., Savenkov E. Fracture growth criterion for poroelastic media// AIP CONFERENCE PROCEEDINGS. Proceedings of the Advanced Materials with Hierarchical Structure for New Technologies and Reliable Structures. 2018. С. 020250. DOI: 10.1063/1.5083493 . (WoS: Q4) (статья не вошла в отчет 2018)
5. Borisov V.E.1, Ivanov A.I., Kritskiy B.V., Menshov I.S., Ramazanov M.M., Savenkov E.B. Numerical techniques for poroelastic hydraulic fracture// статья в сборнике трудов конференции: Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах. Четвертая международная школа молодых ученых: сборник материалов школы. Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук; Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова. 2018. С 9-11. (РИНЦ) (статья не вошла в отчет 2018)
6. Алишаев М.Г., Арсланов Д.Э., Махмудов М.А. Долговечность работы геотермальной циркуляционной системы для маломощного пласта// В сборнике: GEOENERGY Материалы III Международной научно-практической конференции. 2019. С. 78-85.
7. Щербуль З.З. Воздействие современных климатических изменений на экосистему Северного Дагестана.//Материалы II Всероссийской научно-практической конференции «Современные тенденции и перспективы развития гидрометеорологии в России». Иркутск, 5-7 июня 2019 г. С. 663-670.
8. Щербуль З.З. Аридные территории Северного Дагестана в условиях современных климатических изменений.//Материалы IX Всероссийской научно-технической конференции «Современные проблемы геологии, геофизики и геоэкологии Северного Кавказа». Ессентуки, 10-13 октября 2019 г.
9. Алишаев М.Г. Введение в теорию вытеснения нефти водой при разработке мощных залежей. LAP Lambert Akademic Publishing. 2019. 360 с. **(Монография)**