



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. И. Филиппов, Е. М. Девяткин, Нестационарное температурное поле при фильтрации газожидкостных смесей, *ТВТ*, 2001, том 39, выпуск 6, 962–969

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.173

24 марта 2025 г., 07:29:27



УДК 532.546

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЕЙ

© 2001 г. А. И. Филиппов, Е. М. Девяткин

Стерлитамакский государственный педагогический институт

Поступила в редакцию 06.03.2001 г.

Решена задача о температурных полях при фильтрации жидкости с растворенным газом с учетом фазовых переходов и неидеальности газовой фазы применительно к нефтегазовым пластам. Установлены закономерности формирования нестационарных температурных полей при фильтрации нефтегазовых смесей.

ВВЕДЕНИЕ

Задача о температурных полях при фильтрации газожидкостных смесей является одной из наиболее значимых при описании движения нефти в подземных коллекторах. Это связано с тем, что нефть большинства месторождений содержит значительное количество газа, основным из которых является метан.

Выделение газа из нефти при фильтрации сопровождается понижением температуры, обусловленным фазовым переходом. Температурные изменения также происходят вследствие процессов Джоуля–Томсона и адиабатического. Результирующие термодинамические эффекты могут приводить как к повышению температуры, так и к ее понижению. Понижение температуры может вызвать уменьшение подвижности нефти и нефтегазоотдачи вследствие выпадения парафина, появления газогидратов и повышения вязкости. Изучение температурных полей при фильтрации нефти с растворенным газом имеет также важное значение для геофизических приложений.

Большой класс задач фильтрации многофазных потоков с учетом фазовых переходов описывается с помощью однотемпературного уравнения энергии в виде, совпадающем с уравнением для однофазного течения с эффективными параметрами

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_{ef}(\nabla T + \varepsilon_{ef}\nabla P) - \eta_{ef}\Pi \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{Lq}{c_n} = a_n \Delta T, \quad (1)$$

где U_{ef} – эффективная скорость конвективного переноса тепла; ε_{ef} – эффективный коэффициент Джоуля–Томсона; η_{ef} – эффективный адиабатический коэффициент; a_n и c_n – коэффициент температуропроводности и объемная теплоемкость насыщенной пористой среды соответственно.

Эффективные параметры, входящие в уравнение энергии, имеют вид

$$U_{ef} = \frac{\sum_i v_i c_i \rho_i}{c_n},$$

$$\varepsilon_{ef} = \left(\sum_i \varepsilon_i v_i c_i \rho_i \sum_i v_i c_i \rho_i \right) / \left(\sum_i v_i c_i \rho_i \right)^2,$$

$$\eta_{ef} = \frac{\sum_i m s_i \rho_i c_i \eta_i}{\sum_i m s_i \rho_i c_i},$$

$$a_n = \frac{\sum_i m s_i \lambda_i + (1-m)\lambda_0}{\sum_i m s_i \rho_i c_i + (1-m)\rho_0 c_0},$$

$$c_n = \sum_i m s_i \rho_i c_i + (1-m)\rho_0 c_0,$$

$$\Pi = \frac{\sum_i m s_i \rho_i c_i}{c_n},$$

где нижний индекс 0 относится к физическим характеристикам скелета пористой среды, а нижний i – к физическим характеристикам фаз (компонент), насыщающих пористую среду.

Постановка задачи. На ряде месторождений давление насыщения равняется или превышает пластовое. В этом случае движение нефти в пласте сопровождается выделением свободного газа на всем протяжении пласта [1, 2]. В таких условиях происходит снижение температуры как за счет поглощения теплоты при фазовом переходе, так и за счет баротермического эффекта [3–5] в газо-

вой фазе, а течение жидкой фазы приводит к повышению температуры. При малых растворимостях газа наблюдается разогрев пласта, а при больших – охлаждение газожидкостного потока.

Если давление насыщения ниже давления в пласте, то могут реализовываться два случая течения. В первом, когда давление в скважине больше или равно давлению насыщения, происходит однофазное течение жидкости, сопровождаемое разогревом за счет баротермического эффекта (или эффекта Джоуля–Томсона) в нефти.

Если давление насыщения меньше пластового P_h , но больше скважинного P_w , то реализуется двухзонное течение. В области, где давление превышает давление насыщения $P_s < P < P_h$, наблюдается однофазное течение нефти с разогревом. В области, где давление меньше давления насыщения ($P_w < P < P_s$), реализуется двухфазное течение нефти и газа, сопровождающееся фазовыми переходами и баротермическим эффектом, что при больших коэффициентах растворимости газа приводит к охлаждению газожидкостного потока.

Наиболее общим представляется двухзонное течение, поскольку остальные случаи являются частными или предельными. По этой причине в данной работе в основном рассматривалось двухзонное течение.

Пусть в скважине поддерживается забойное давление P_w , которое ниже давления насыщения P_s ($P_w < P_s$) (рис. 1). Тогда при давлениях P , больших давления насыщения и меньших начального пластового P_h ($P_s < P < P_h$, $r_s < r < R_k$), наблюдается однофазная фильтрация жидкости с растворенным в ней газом. При давлениях, меньших P_s , из нефти выделяется растворенный газ и происходит двухфазная фильтрация.

Рассмотрим задачу о распределении температуры в пласте в цилиндрической системе координат, где пористая среда насыщена жидкостью с растворенным газом. Будем рассматривать случай радиального движения нефти с растворенным газом из бесконечности к скважине радиуса r_0 . Предполагается, что давление насыщения меньше пластового, но больше скважинного $P_w < P_s < P_h$, поэтому реализуется двухзонное течение в пласте (I зона – нефть + газ, II зона – жидкость с растворенным газом). При описании температурной задачи примем следующие допущения: температуры нефти, газа и скелета пористой среды в каждой точке совпадают, теплоотдачей пласта в окружающую среду пренебрегается.

Уравнение энергии (1) в цилиндрической системе координат в пренебрежении теплопроводностью примет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_{ef} \left(\frac{\partial T}{\partial r} + \varepsilon_k \frac{\partial P}{\partial r} \right) - \eta_{ef} \Pi \frac{\partial P}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

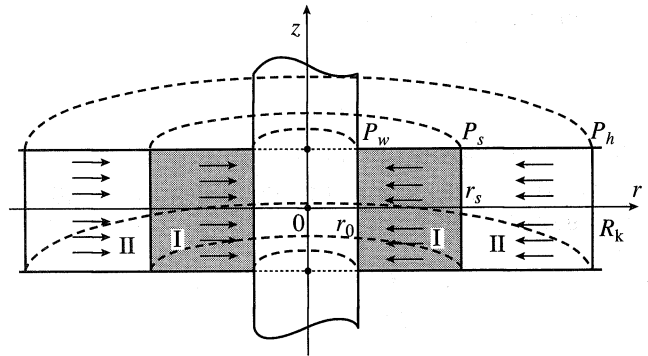


Рис. 1. Схема задачи: I – зона движения нефти и свободного газа, II – зона движения нефти.

где $\varepsilon_k = \varepsilon_{ef} + \frac{Lq}{c_n \frac{\partial P}{\partial r} U_{ef}}$ – кажущийся коэффициент

Джоуля–Томсона.

Температурные возмущения в начальный момент времени отсутствуют

$$T|_{t=0} = 0. \quad (3)$$

Граничное условие представляется в виде

$$\lim T|_{r=R_k} = 0. \quad (4)$$

Для получения замкнутой системы уравнений (2)–(4) необходимо добавить уравнения сохранения массы, уравнения сохранения импульса, уравнения состояния свободного газа и закон Генри. Уравнения сохранения массы представляются в виде уравнений неразрывности:

для несущей фазы

$$\frac{\partial(ms_1\rho_1)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rp_1v_1)}{\partial r} = 0,$$

для растворенного в жидкости газа

$$\frac{\partial(ms_2\rho_2)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rp_2v_2)}{\partial r} = -q,$$

для свободного газа

$$\frac{\partial(ms_3\rho_3)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rp_3v_3)}{\partial r} = q, \quad s_1 = s_2, \quad s_1 + s_3 = 1,$$

где ρ_i – плотность фаз; q – плотность источников газа. Нижние индексы 1, 2 и 3 относятся к несущей фазе, растворенному и свободному газу соответственно.

Для модели фильтрации применяется закон Дарси, который для свободного газа записывается в виде

$$v_3 = -\frac{k}{\mu_3} f_3(s) \frac{\partial P}{\partial r},$$

для несущей фазы

$$v_1 = -\frac{k}{\mu_1} f_1(s) \frac{\partial P}{\partial r},$$

где $f_1(s)$ – фазовая проницаемость.

Используется уравнение состояния свободного газа в виде Ван-дер-Ваальса

$$\left(P + \frac{aP^2}{M^2}\right) \left(\frac{M}{\rho} - b\right) = RT.$$

По закону Генри [6] концентрация растворенного газа пропорциональна давлению P

$$\frac{\rho_2}{\rho_2 + \rho_1} = \alpha P,$$

где ρ_2 – плотность растворенного газа в кг/м³; ρ_1 – плотность растворителя в кг/м³; α – растворимость газа в 1/Па.

Предполагается, что в начальный момент времени давление в скважине $r = r_0$ мгновенно снижается до P_w и далее поддерживается постоянным

$$P = P_w \quad (r = r_0, t > 0).$$

На удаленной границе пористой среды принимается условие

$$P = P_h \quad (r = R_k, t > 0).$$

В момент времени $t > 0$ на расстоянии радиуса насыщения $r = r_s$ начинается выделение свободного газа из несущей фазы.

Вначале решается гидродинамическая задача, строятся зависимости для эффективных коэффициентов и затем решается температурная задача.

Решение гидродинамической задачи и построение зависимостей для эффективных коэффициентов. Решение гидродинамической задачи [7] состоит из нескольких этапов. Вначале с использованием уравнений неразрывности, законов Генри и Дарси с учетом равенства градиентов давления в газовой и жидкой фазах находится отношение функций фазовых проницаемостей свободного газа и несущей фазы

$$\frac{f_3(s)}{f_1(s)} = \frac{\rho_1 \mu_3}{\rho_3 \mu_1} \left(\frac{1}{1 - \alpha P_s} - \frac{1}{1 - \alpha P} \right).$$

Одна из функций фазовых проницаемостей в зависимости от насыщенности определяется либо экспериментально, либо на основе решения дополнительной задачи

$$f_1 = f_1(s).$$

Два последних равенства представляют параметрическую зависимость (s – параметр) относительной фазовой проницаемости жидкости f_1 либо газа f_3 от давления P , что позволяет получить решение гидродинамической задачи в общем виде для любой функции $f_1(s)$.

В частном случае для пористой среды, представленной системой цилиндрических трубочек одинакового диаметра, в которых правильно чередуются пузырьки газа в жидкости, выражение для фазовой проницаемости жидкости представляется в виде

$$f_1(s(P)) = \begin{cases} \left[1 + \frac{\rho_1 \mu_3}{\rho_3 \mu_1} \left(\frac{1}{1 - \alpha P_s} - \frac{1}{1 - \alpha P} \right) \right]^{-1}, & P < P_s \\ 1, & P > P_s. \end{cases}$$

Такое же выражение для фазовой проницаемости жидкости получается в случае, когда пористая среда представлена системой цилиндрических трубочек одинакового диаметра, по части из которых движется нефть, а по остальным – газ.

Затем получаем выражение для скорости фильтрации жидкости с растворенным газом в зонах со свободным газом и отсутствием свободного газа

$$v_1 = \begin{cases} -k \left[(P_h - P_s) - \int_{P_s}^{P_w} \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} \right] / \mu_1 r \ln \frac{R_k}{r_0}, & P_w < P_s \\ -\frac{k}{\mu_1} \frac{P_h - P_w}{\ln(R_k/r_0)} \frac{1}{r}, & P_s \leq P_w < P_h, \end{cases}$$

$$\text{где } b_1 = \frac{\rho_1 \mu_3}{\rho_3 \mu_1}, \quad b' = \frac{1}{1 - \alpha P_s} - \frac{1}{1 - \alpha P}.$$

Полученные выражения для фазовой проницаемости и скорости фильтрации жидкости с растворенным газом позволяют записать выражение для распределения градиента давления

$$\frac{dP}{dr} = \begin{cases} (b_1 + b_2) \left[(P_h - P_s) - \int_{P_s}^P \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} \right] / b_1 \ln \frac{R_k}{r_0}, & P < P_s \\ \frac{P_h - P_s}{\ln \frac{R_k}{r_s}} \frac{1}{r} = \left[(P_h - P_s) - \int_{P_s}^P \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} \right] / r \ln \frac{R_k}{r_0}, & P > P_s. \end{cases}$$

Здесь $b_2 = \frac{1}{1 - \alpha P_s} - \frac{1}{1 - \alpha P}$.

Зависимость давления P от радиальной координаты r определяется обратной функцией

$$r = r_s \exp \left[\ln \frac{R_k}{r_0} \int_{P_s}^P \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} / \left((P_h - P_s) - \int_{P_s}^{P_w} \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} \right) \right], \quad r < r_s, \quad P < P_s, \quad P_w < P_s, \quad (5)$$

$$r = r_s \exp \left[(P - P_s) \ln \frac{R_k}{r_0} / \left((P_h - P_s) - \int_{P_s}^{P_w} \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} \right) \right], \quad r > r_s, \quad P > P_s, \quad P_w < P_s. \quad (6)$$

Значение радиуса зоны r_s , на которой начинается выход газа, определяется выражением

$$r_s = R_k \exp \left((P_h - P_s) \ln \frac{r_0}{R_k} / (P_h - P_s) - \int_{P_s}^{P_w} \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} \right), \quad P_w < P_s.$$

При решении гидродинамической задачи определяются поля плотности источников свободного газа в виде

$$q = \begin{cases} \frac{\rho_1 \alpha k b_1}{r^2 (1 - \alpha P)^2 (b_1 + b_2) \mu_1} \left[(P_h - P_s) - \int_{P_s}^P \frac{dP'}{[1 + b_1 b']} \right]^2, & P < P_s \\ 0, & P > P_s. \end{cases}$$

Использование решения гидродинамической задачи позволило получить выражения для эффективных коэффициентов, входящих в уравнение

энергии (2). Эффективная скорость переноса тепла при фильтрации жидкости с растворенным газом представляется в виде

$$U_{ef} = \begin{cases} \frac{\rho_1 v_1 (c_1 + c_2 b_3 + c_3 b_2) (b_1 + b_2)}{m b_1 \rho_1 (c_1 + c_2 b_3) + m s_3 c_3 b_2 \rho_3 + (1 - m) c_1 (b_1 + b_2) \rho_1}, & P < P_s \\ \frac{\rho_1 v_1 (c_1 + c_2 b_4)}{m \rho_1 (c_1 + c_2 b_4) + (1 - m) \rho_1 c_1}, & P > P_s, \end{cases}$$

где $b_3 = \frac{\alpha P}{1 - \alpha P}$, $b_4 = \frac{\alpha P_s}{1 - \alpha P_s}$.

Выражения для эффективных коэффициентов Джоуля–Томсона и адиабатического имеют вид

$$\varepsilon_{ef} = \begin{cases} \frac{\varepsilon_1 c_1 + \varepsilon_2 c_2 b_3 + \varepsilon_3 c_3 b_2}{c_1 + c_2 b_3 + c_3 b_2}, & P < P_s \\ \frac{\varepsilon_1 c_1 + \varepsilon_2 c_2 b_4}{c_1 + c_2 b_4}, & P > P_s, \end{cases}$$

$$\eta_{ef} = \begin{cases} \frac{b_1 (\rho_1 c_1 \eta_1 + \rho_2 c_2 \eta_2) + b_2 \rho_3 c_3 \eta_3}{b_1 (\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2)}, & P < P_s \\ \frac{\rho_1 c_1 \eta_1 + \rho_2 c_2 \eta_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}, & P > P_s. \end{cases}$$

Кажущийся коэффициент Джоуля–Томсона записывается следующим образом:

$$\varepsilon_k = \begin{cases} \frac{(\varepsilon_1 c_1 + \varepsilon_2 c_2 b_3 + \varepsilon_3 c_3 b_2) (1 + b_2/b_1) (1 - \alpha P)^2 - L \alpha}{(c_1 + c_2 b_3) + c_3 b_2}, & P < P_s \\ \frac{\varepsilon_1 c_1 + \varepsilon_2 c_2 b_4}{c_1 + c_2 b_4}, & P > P_s. \end{cases}$$

Решение температурной задачи о фильтрации жидкости с растворенным газом. Скорость конвективного переноса тепла, кажущийся коэффициент Джоуля–Томсона U_{ef} , эффективный адиабатический коэффициент η_{ef} , градиент давления $\partial P/\partial r$, Π и $\partial P/\partial t$ являются функциями давления P и радиальной координаты r , которая, в свою очередь, согласно (5), (6), является функцией давления P . Отсюда следует, что искомое решение уравнения (2) также может быть представлено в виде функции от давления P , которая может быть принята за независимую переменную. Таким образом, будем полагать, что температура T зависит от давления P и времени t .

Преобразуем уравнение (2) от переменных r и t к переменным P и t . Для этого воспользуемся равенством $\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial r}$, где $\frac{\partial P}{\partial r}$, согласно изложенному выше, является функцией давления P

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U(P) \frac{\partial T}{\partial P} = F_1(P) + F_2(P). \quad (7)$$

Здесь $U(P) = U_{ef} \frac{\partial P}{\partial r}$, $F_1(P) = -\varepsilon_k U_{ef} \frac{\partial P}{\partial r}$, $F_2(P) = \eta_{ef} \Pi \frac{\partial P}{\partial t}$.

Полная постановка задачи включает граничные и начальные условия. Ниже рассматриваются два вида начальных условий.

1. Случай, когда начальная температура не зависит от давления P

$$T|_{t=0} = 0. \quad (8)$$

2. Случай, когда начальная температура является функцией радиальной координаты r , кото-

рая сводится с использованием зависимости (5), (6) к начальному условию

$$T|_{t=0} = T_0(P). \quad (9)$$

Нахождение решения уравнения (7) осуществляется методом характеристик, который заключается в переходе от переменных Эйлера к переменным Лагранжа. Уравнение для характеристик имеет вид

$$\frac{dP}{dt} = U(P). \quad (10)$$

Интегрируя левую часть уравнения (10) в пределах от P_1 до P и правую от t_1 до t , получим

$$\int_{P_1}^P \frac{dP'}{U(P')} = \int_{t_1}^t d\tau. \quad (11)$$

Обозначив первообразную функцию в интеграле (11) в виде $\xi(P)$, найдем

$$\xi(P) - \xi(P_1) = t - t_1. \quad (12)$$

Уравнение (12) имеет следующее решение:

$$P = \xi^{-1}(t - t_1 + \xi(P_1)),$$

где ξ^{-1} – функция, обратная функции ξ .

Вдоль характеристик уравнение для температуры имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} = & F_1[\xi^{-1}(t - t_1 + \xi(P_1))] + \\ & + F_2[\xi^{-1}(t - t_1 + \xi(P_1))]. \end{aligned} \quad (13)$$

Интегрируя (13) с нулевым начальным условием (8) и добавляя (12), получим систему, которая является решением уравнения (7)

$$\begin{cases} T = \int_0^t \{F_1[\xi^{-1}(\tau - t_1 + \xi(P_1))] + F_2[\xi^{-1}(\tau - t_1 + \xi(P_1))]\} d\tau \\ \xi(P) - \xi(P_1) = t - t_1. \end{cases} \quad (14)$$

Исключив P_1 и t_1 из (14), получим решение нестационарной задачи о баротермическом эффекте при фильтрации жидкости с растворенным газом

$$\begin{aligned} T = & \int_0^t \{F_1[\xi^{-1}(\tau - t + \xi(P))] + \\ & + F_2[\xi^{-1}(\tau - t + \xi(P))]\} d\tau. \end{aligned} \quad (15)$$

Решение задачи с начальным условием (9) получено аналогично и имеет вид

$$\begin{aligned} T = & \int_0^t \{F_1[\xi^{-1}(\tau - t + \xi(P))] + \\ & + F_2[\xi^{-1}(\tau - t + \xi(P))]\} d\tau + T_0[\xi^{-1}(\tau - t + \xi(P))]. \end{aligned}$$

Итак, с помощью перехода к координатам “давление–время” и использования метода характеристик получено решение задачи Коши о баротермическом эффекте при фильтрации жидкости с растворенным газом для случая нулевого начального условия и случая, когда начальная температура является функцией давления P .

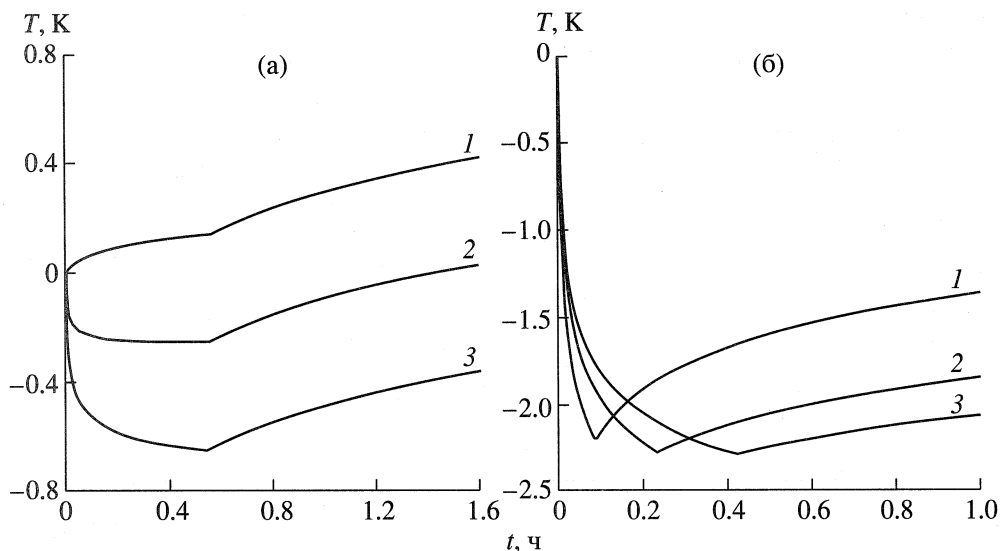


Рис. 2. а – зависимость величины баротермического эффекта от времени для различных значений растворимости газа: 1 – $\alpha = 1 \times 10^{-9}$ 1/Па, 2 – 4×10^{-9} , 3 – 7×10^{-9} . б – зависимость величины баротермического эффекта от времени для различных значений радиуса контура питания: 1 – $R_k = 20$ м, 2 – 50, 3 – 100.

Уравнение энергии для установившейся температуры $dT/dt = 0$ при стационарной фильтрации в пренебрежении адиабатическим эффектом получается из (7) и имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial P} + \epsilon_k(P) = 0.$$

Решение стационарной задачи о баротермическом эффекте при фильтрации жидкости с растворенным газом можно записать следующим образом:

$$T = \begin{cases} \frac{(\epsilon_1 c_1 + \epsilon_2 c_2 b_3)}{(c_1 + c_2 b_3)} (P_h - P), & P > P_s, \quad r_s < r < R_k \\ \epsilon_{ef}(P_h - P_s) + \int_{P_s}^P \frac{L\alpha - (1 - \alpha P')^2 \left[\left(\epsilon_1 c_1 + \epsilon_2 c_2 \frac{\alpha P'}{1 - \alpha P'} \right) + \epsilon_3 c_3 b' \right]}{\left(c_1 + c_2 \frac{\alpha P'}{1 - \alpha P'} \right) + c_3 b'} dP', & P_w < P_s, \quad r_0 < r < r_s. \end{cases} \quad (16)$$

Анализ результатов расчета. На рис. 2а представлена зависимость баротермического эффекта от времени при фильтрации жидкости с растворенным газом. Расчеты проводились по зависимости (15). Из рисунка видно, что при $\alpha = 1 \times 10^{-9}$ 1/Па (кривая 1) температурный эффект является положительным, происходит нагревание пласта со временем. При $\alpha = 4 \times 10^{-9}$ 1/Па (кривая 2) происходит охлаждение пласта при $t > 27$ мин, затем наблюдается нагревание пласта, причем для больших времен $t > 85$ мин температурный эффект переходит в область положительных значений. При $\alpha = 7 \times 10^{-9}$ 1/Па (кривая 3) имеет место охлаждение пласта при $t < 33$ мин, затем температура начинает возрастать в течение $33 < t < 96$ мин, все

время оставаясь в области отрицательных значений.

На рис. 2б представлены зависимости величины баротермического эффекта от времени для различных значений радиуса контура питания. Расчеты проводились для коэффициента растворимости газа $\alpha = 1 \times 10^{-8}$ 1/Па.

На рис. 3 приведены зависимости баротермического эффекта от расстояния до центра скважины (а) и давления (б) для разных значений растворимости газа. Расчеты проводились по зависимости (16) для нефти с растворенным в ней метаном $M = 0.016$ кг/моль при следующих давлениях и параметрах пласта: $P_h = 2 \times 10^7$ Па, $P_w = 1 \times 10^7$ Па, $P_s = 1.5 \times 10^7$ Па, $k = 10^{-14}$ м², $m = 0.2$.

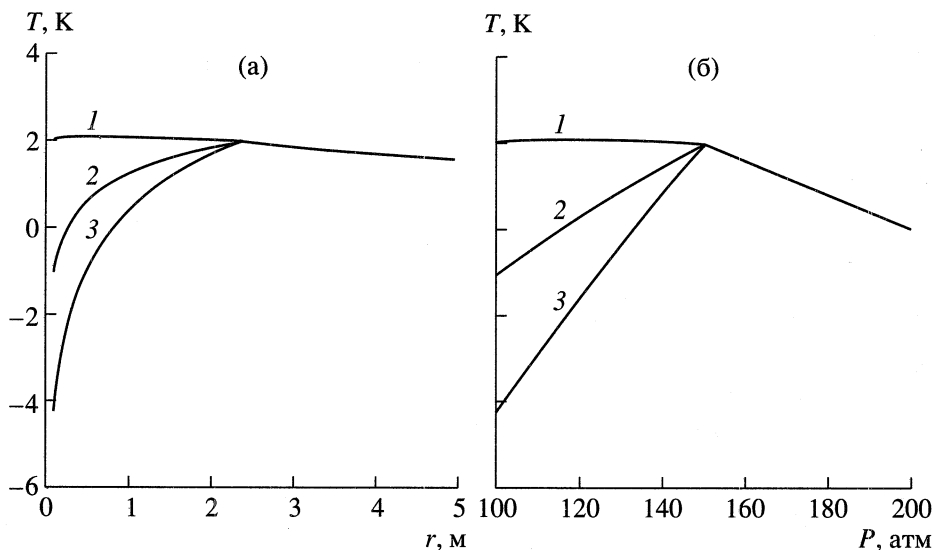


Рис. 3. а – зависимости поля температуры от расстояния до центра скважины и б – от давления для различных значений растворимости газа: 1 – $\alpha = 4 \times 10^{-9}$ 1/Па, 2 – 7×10^{-9} , 3 – 10^{-8} .

Расчеты соответствуют движению жидкости из пласта к скважине. Кривая 1 на рис. 3 соответствует $\alpha = 4 \times 10^{-9}$ 1/Па. Из рисунка видно (кривая 1), что температура пласта в зоне отсутствия выхода газа $r_s < r < R_k$ увеличивается по пути движения жидкости; затем при $r = r_s$ зависимости $T(r)$ и $T(P)$ имеют излом. Далее с уменьшением радиуса в зоне выхода газа температура (кривая 1) возрастает, достигая максимума, затем начинает убывать, оставаясь в области положительных температур. Кривая 2 построена для растворимости газа $\alpha = 7 \times 10^{-9}$ 1/Па. В связи с тем, что в зоне отсутствия выхода газа движется однофазная нефть, кривые 1–3 совпадают, так как изменение температуры в этой зоне связано с эффектом Джоуля–Томсона в жидкости. В зоне выхода газа $r_0 < r < r_s$ кривая 2 убывает с уменьшением радиуса. Кривая 3 построена для растворимости газа $\alpha = 1 \times 10^{-8}$ 1/Па. Ход кривых 2 и 3 аналогичен с тем отличием, что температура пласта при $r = r_0$ для третьей кривой принимает меньшие значения. Отсюда следует, что с увеличением растворимости газа величина нагрева выходящей из пласта жидкости уменьшается и затем происходит процесс охлаждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

При малых растворимостях газа α температура выходящей из пласта нефтегазовой смеси возрастает со временем, испытывая излом в точке, соответствующей подходу к скважине жидкости, первоначально находившейся на расстоянии радиуса зоны выхода газа r_s .

При больших значениях растворимости газа α и малых временах наблюдается снижение температуры, которое затем сменяется ее повышением. Как и в предыдущем случае, место смены процессов охлаждения и нагрева определяется подходом к скважине жидкости, первоначально находившейся на расстоянии, соответствующем радиусу зоны выхода газа r_s .

При достаточно больших временах и не очень высоких значениях коэффициента растворимости газа α величина температурного эффекта фильтрующейся жидкости с растворенным газом меняет знак.

В зоне отсутствия выхода газа температура нефти по пути дросселирования возрастает (с увеличением r убывает). Это объясняется преобладанием внутреннего трения в жидкости над адiabатическим эффектом. В точке $P = P_s$ температурные кривые испытывают излом.

В зоне выхода газа наблюдаются два вида изменения температуры. В первом случае температура движущейся жидкости продолжает возрастать и, достигнув максимума, убывает, что обычно осуществляется при малых коэффициентах растворимости газа α . Во втором случае при больших растворимостях газа α температура по ходу движения жидкости уменьшается (с увеличением радиальной координаты r возрастает). При дальнейшем увеличении растворимости газа α величина температурного эффекта меняет знак, т.е. процесс нагрева сменяется охлаждением. Такое поведение объясняется преобладающим влиянием поглощения теплоты за счет фазовых переходов при выходе газа над другими эффектами. При приближении давления насыщения P_s к давлению пласта P_h максимальная величина нагрева жидко-

сти в пласте уменьшается, при этом возрастает охлаждение поступающей в скважину жидкости.

Полученные решения могут использоваться при исследовании скважин и пластов в нефтегазовой промышленности.

ОБОЗНАЧЕНИЯ: a_n – коэффициент теплопроводности насыщенной пористой среды, $\text{м}^2/\text{с}$; c_i – теплоемкость i -й фазы (компоненты), $\text{Дж}/(\text{К кг})$; c_n – объемная теплоемкость насыщенной пористой среды, $\text{Дж}/(\text{К м}^3)$; $f_i(s)$ – фазовая проницаемость; k – проницаемость, м^2 ; L – теплота фазового перехода, $\text{Дж}/\text{кг}$; m – пористость; q – функция плотности источников свободного газа (функция интенсивности фазовых переходов), $\text{кг}/(\text{м}^3 \text{ с})$; P_i – давление, Па ; P_s – давление насыщения, Па ; P_h – пластовое давление, Па ; r_0 – радиус скважины, м ; r_s – радиус зоны насыщения, м ; R_k – радиус контура питания, м ; s_i – насыщенность i -й фазы (компоненты); T – температура (разность температур), К ; t – время, с ; α – коэффициент растворимости газа, $1/\text{Па}$; λ – коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м К})$; ε_i – коэффициент Джоуля–Томсона i -й фазы (компоненты), $\text{К}/\text{Па}$; μ_i – вязкость i -й фазы (компоненты), Па с ; η_i – адиабатический коэффициент i -й фазы (компоненты), $\text{К}/\text{Па}$; v_i – скорость фильтрации i -й фазы (компоненты), $\text{м}/\text{с}$; ρ_i – плотность i -й фазы (ком-

поненты), $\text{кг}/\text{м}^3$, ∇ – оператор Набла; Δ – оператор Лапласа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенберг М.Д., Кундин С.А., Курбанов А.К. и др. Фильтрация газированной жидкости и других многокомпонентных смесей в нефтяных пластах. М.: Недра, 1969.
2. Philippov A.I., Devyatkin E.M., Filippov S.A. Temperature Fields at Filtration of Gas-Liquid Mixtures // Dynamics of Multiphase Systems. Ufa, Russia, 2000. June 15–17. ICMS'2000. P. 444.
3. Чекалюк Э.Б. Термодинамика нефтяного пласта. М.: Недра, 1965.
4. Филиппов А.И. Скважинная термометрия переходных процессов. Саратов: Изд-во Саратовск. ун-та, 1989.
5. Филиппов А.И., Ефимова Г.Ф. Теория баротермического эффекта в жидкостях с учетом теплопроводности в одномерном случае // ТВТ. 1997. Т. 35. № 4. С. 560.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
7. Филиппов А.И., Десяткин Е.М. Расчет полей скоростей и источников газа при фильтрации газированной жидкости // Проблемы прикладной теплофизики: Межвуз. сб. научн. тр. / Под ред. Филиппова А.И. Стерлитамак: Стерлитамакск. гос. пед. ин-т, 1999. С. 42.