

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЫТЕСНЕНИИ НЕФТИ ВОДОЙ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПЛАСТОВ

Д. Ж. АХМЕД-ЗАКИ, Н. Т. ДАНАЕВ

*Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Алматы, Казахстан*

e-mail: darhan_a@mail.ru, Danaev@kazsu.kz

In this work we consider how temperature effects affect the process of the oil replacement and the distribution of the specific electric resistance of oil for the case of axisymmetric flows.

Практические опыты показали, что разработка месторождений высоковязкой нефти путем вытеснения ее из пластов теплоносителями экономически приемлема. При этом отмечены более высокие экономические показатели, чем в процессе разработки месторождений в естественных режимах. Проведенные лабораторные эксперименты выявили принципиальную возможность значительного увеличения коэффициента нефтеотдачи при достаточной длительности нагнетания в нефтяные пласты теплоносителей или при создании непосредственно в пласте подвижного очага горения. В связи с этим начали развиваться теоретические исследования процессов формирования температурных полей в нефтяных пластах в условиях их заводнения или при создании в них подвижных источников тепла.

В данной работе рассмотрена задача влияния температурных эффектов на процесс вытеснения нефти и характер распределения удельного электрического сопротивления нефтяных пластов для радиально-симметричного случая движения жидкостей.

Рассмотрим пласт, когда нагнетающая скважина находится в центре ($r = 0$) кольцевой батареи эксплуатационных скважин, радиус расположения которых $r = R$. Движение предполагается радиально-симметричным, направленным по оси r . Через сечение $r = 0$ в пласт, имеющий температуру T_p , нагнетается вода с температурой T_0 .

Математическая модель процесса вытеснения состоит из уравнений движения Бакли — Леверетта и уравнения кинетики бесконечно быстрого теплообмена между подвижными флюидами (воды и нефти) и скелетом вмещающих пород. В соответствии с подходом Бакли — Леверетта давление $p(r, t)$ в обеих несжимаемых жидкостях одинаковое. При этом система порода — нефть — вода воспринимается как гетерогенная структура, в каждой точке которой содержатся одновременно флюиды и скелет пористой среды.

В рассматриваемом случае уравнения движения и сохранения масс несмешивающихся жидкостей имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} v_i &= -\frac{k}{\mu_i} f_i(s) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rp), \\ m \frac{\partial s}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv) &= 0, \quad -m \frac{\partial s}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_1) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

При сложении второго и третьего уравнений системы (1) получим первый интеграл в виде

$$r(v + v_1) = r_c V(t). \quad (2)$$

Как известно [1–3], с помощью замены переменных $\xi = (r/r_c)^2$, $\tau = \frac{2}{mr_c} \int_0^t V(t) dt$,

где r_c — радиус скважины и τ — суммарная скорость, для искомой функции $s = s(r, t)$ получаем квазилинейное уравнение насыщенности:

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + F'(s) \frac{\partial s}{\partial \xi} = 0.$$

Его решение в виде неявной функции $\xi = \xi(s, \tau)$, удовлетворяющей условию $t = 0 (\tau = 0) : \xi^0(s) = \xi(s, 0) = 1$, имеет вид

$$\xi(s, \tau) = \tau F'(s) + \xi^0(s) = \tau F'(s) + 1, \quad (3)$$

где $F'(s)$ — производная от потоковой функции Леверетта $F(s) = \alpha f(s) / [\alpha f(s) + f_1(s)]$, в которой α — отношение вязкости воды к вязкости нефти. Скорости фильтрации фаз выражаются формулами $v = V(t) F(s, \alpha) r_c / r$ и $v_1 = V(t) (1 - F(s, \alpha)) r_c / r$.

Если начальная насыщенность пласта нефтью больше точки максимума функции $F'(s)$, то вытеснение происходит с разрывом насыщенности на фронте вытеснения. В этом случае с учетом кинематического условия на подвижном фронте $r_f = r_c \sqrt{\tau F'(s_f) + 1}$ для насыщенности на фронте разрыва s_f запишем

$$m(s_0 - s_f) \frac{dr_f}{dt} = v_1(r_f - 0, t) - v_1(r_f + 0, t), \quad (4)$$

тогда получим трансцендентное уравнение вида

$$s_f(\alpha(T)) = s_0 - \frac{F(s_0, \alpha(t)) - F(s_f, \alpha(T))}{F'(s_f; \alpha(T))}. \quad (5)$$

В противном случае распределение насыщенности будет непрерывным и кинематическое условие и уравнение (5) будут тождественно удовлетворены.

Для среднего значения нефтенасыщенности по области вытеснения из (5) получим формулу

$$\langle s(\alpha) \rangle = \frac{1}{\xi_f - 1} \int_1^{\xi_f} s(\xi, t) dx = s_f - \frac{F(s_f)}{F'(s_f)}. \quad (6)$$

Данная величина не зависит от положения фронта и определяется только начальной насыщенностью пласта и отношением вязкостей жидкостей.

В соответствии со сказанным выше, считая насыщенный флюидами пласт гетерогенной структурой, можно утверждать, что теплообмен между элементами среды происходит достаточно быстро и его кинетику можно представить уравнением вида

$$\alpha_T \frac{\partial T_p}{\partial t} = T_0 - T_p. \quad (7)$$

Здесь α_T — малый параметр кинетики; T_p — температура скелета пористой среды, возможно, вместе со связанными с ним неподвижными жидкостями; T_0 — температура в подвижных флюидах. Теплоперенос, осуществляемый этими флюидами (водой и нефтью), описывается уравнением гиперболического типа:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r T_0 (c_1 \rho_1 v_1 + c \rho v)] + \frac{\partial}{\partial t} [T_0 m (c_1 s_1 \rho_1 + c s \rho)] + \frac{\partial}{\partial t} [T_p (1 - m) c_c \rho_c] = 0. \quad (8)$$

Здесь c , c_1 и c_c — удельные теплоемкости нефти, воды и скелета среды соответственно; $1 - m$ — доля скелета в единичном физическом объеме; ρ , ρ_1 и ρ_c — соответствующие плотности фаз.

Аналогично [1], рассматривая состояния гетерогенной структуры нефтяного пласта при проникновении в него воды с заданной температурой T_0 при отсутствии и наличии теплового взаимодействия, получим уравнение баланса тепловой энергии для определения глубины ξ_T охлаждения (если $T_0 < T_p$) или разогрева (в случае противоположного неравенства) околоскважинной области пласта, которое с учетом разрыва насыщенностей на тепловом фронте ($\xi = \xi_T$) перепишем в виде

$$\begin{aligned} (1 - m) c_c \rho_c \xi_f + m c \rho \int_1^{\xi_T} s^- d\xi + m c \rho \int_{\xi_T}^{\xi_f} s^+ d\xi + m c_1 \rho_1 \lambda_T [\xi_f - \int_1^{\xi_T} s^- d\xi - \int_{\xi_T}^{\xi_f} s^+ d\xi] = \\ = (1 - m) c_c \rho_c \lambda_T \xi_T + m c \rho \lambda_T \int_1^{\xi_T} s^- d\xi + m c_1 \rho_1 \lambda_T [\xi_T - \int_1^{\xi_T} s^- d\xi] + \\ + (1 - m) (\xi_f - \xi_T) c_c \rho_c + m c \rho \int_{\xi_T}^{\xi_f} s^+ d\xi + m c_1 \rho_1 [\xi_f - \xi_T - \int_{\xi_T}^{\xi_f} s^+ d\xi]. \end{aligned} \quad (9)$$

Входящие в полученное уравнение интегралы вычисляются стандартным образом с учетом представления решения (3):

$$\int_{\xi_0}^{\xi_1} s dz = \int_{s(\xi_0)}^{s(\xi_1)} s \frac{d\xi}{ds} ds = \tau \int_{s^0}^{s^1} s F''(s) ds = |\text{по частям}| = \tau [s^1 F'(s^1) - s^0 F'(s^0) - F(s^1) - F(s^0)],$$

$$\begin{aligned} \int_1^{\xi} s d\xi = \int_{s(1)}^{s(\xi)} s \frac{d\xi}{ds} ds = \tau \int_{s(1)}^{s(\xi)} s F''(s) ds = |\text{по частям}| = \tau [s F'(s) \Big|_{s(1)}^{s(\xi)} - \int_{s(1)}^{s(\xi)} F'(s) ds] = \\ = \tau [s(\xi) F'(s(\xi)) - s(1) F'(s(1)) - F(s(\xi)) - F(s(1))], \quad s(1) = s|_{r=r_c} = 0, \quad F(0) = 0, \end{aligned}$$

$$\int_1^{\xi_T} s^- d\xi = \tau[s^-(\xi_T)F'_-(s^-(\xi_T)) - F_-(s^-(\xi_T))]. \quad (10)$$

При этом полученное выше уравнение баланса количества теплоты преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \xi_T(\lambda_m\lambda_{cc}\lambda_{\rho c} + 1) = \xi_f - \lambda_c\lambda_{\rho}\tau[s_T^-(\xi_T)F'_-(s_T^-(\xi_T)) - F_-(s_T^-(\xi_T))] - \\ - \tau[s_f F'_+(s_f) - s_T^+ F'_+(s_T^+) - F_+(s_f) + F_+(s_T^+)], \end{aligned} \quad (11)$$

где $\lambda_T = T_0/T_p$, $\lambda_m = (1 - m)/m$, $\lambda_c = c/c_1$, $\lambda_{cc} = c_c/c_1$, $\lambda_{\rho} = \rho/\rho_1$, $\lambda_{\rho c} = \rho_c/\rho_1$.

Уравнение (11) определяет границу охлажденной (или прогретой) части пласта и такую, что при $\xi < \xi_T$ имеем $s = s^-$, а при $\xi > \xi_T$ соответственно $s = s^+$.

Для скорости фаз получаем $v^{\pm} = V(t)F_{\pm}(s^{\pm}, \alpha^{\pm})r_c/r$, $v_1^{\pm} = V(t)(1 - F_{\pm}(s^{\pm}, \alpha^{\pm}))r_c/r$. Очевидно, что на границе теплового фронта непрерывность скоростей фильтрации нефти и воды обеспечит условие $F_+(s_T^+, \alpha^+) = F_-(s_T^-, \alpha^-)$, или в развернутом виде

$$\frac{\alpha^+ f(s_T^+)}{\alpha^+ f(s_T^+) + f_1(s_T^+)} = \frac{\alpha^- f(s_T^-)}{\alpha^- f(s_T^-) + f_1(s_T^-)}. \quad (12)$$

Кроме того, из представления решения (3) мы также имеем еще одно соотношение

$$r_T = r_T^- = r_c \sqrt{\tau F'_-(s_T^-) + 1}. \quad (13)$$

Как сказано выше, нефтенасыщенность s_f на фронте вытеснения $r = r_f = r_c \sqrt{\tau F'_+(s_f) + 1}$ определится из кинематического условия, которое приведет к трансцендентному уравнению (5). В данном случае оно имеет вид

$$s_f = s_0 - [F_+(s_0, \alpha^+) - F_+(s_f, \alpha^+)]/F'_+(s_f, \alpha^+). \quad (14)$$

Таким образом, как и в [1], алгоритм построения решения сводится к следующему. Задаются температуры пласта и закачиваемой воды, начальная нефтенасыщенность пласта, значения всех плотностей и удельных теплоемкостей всех фаз. По таблицам находятся вязкости флюидов при двух заданных T_0 и T_p и вычисляются величины α^{\pm} . Далее решается уравнение (14). Для оставшихся трех неизвестных (s_T^{\pm} и ξ_T) надо решить систему трех нелинейных уравнений (11)–(13). Тем самым все параметры течения и распределения фаз будут найдены из представления решений (3) в соответствующих областях для радиально-симметричного движения жидкостей.

С повышением температуры вязкость нефти и воды уменьшается. При этом вязкость нефти, если она в обычных пластовых условиях значительно превышала вязкость воды, снижается более существенно, что приводит к увеличению значения α и уменьшению величины среднеинтегральной нефтенасыщенности $\langle s(\alpha) \rangle$ невытесненной части пласта. Соотношение подвижностей нефти и воды изменяется в лучшую сторону. Этот экспериментально установленный факт — главная причина использования закачки в пласт воды с повышенной температурой или водяного пара для роста нефтеотдачи пластов, содержащих нефть повышенной вязкости. Кроме того, при закачке в пласт горячей воды или водяного пара при соответствующих условиях легкие фракции углеводородов из нефти испаряются и переносятся потоками пара и воды по пласту к забоям добывающих скважин, дополнительно способствуя увеличению объемов нефти, извлеченной из недр.

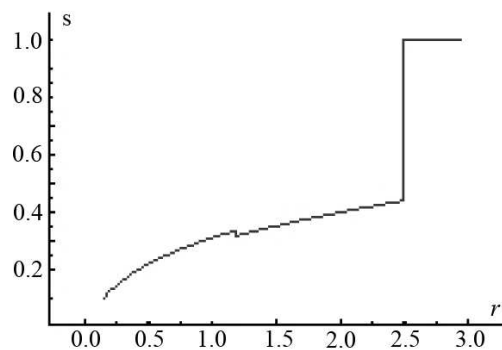


Рис. 1. Распределение нефтенасыщенности в пласте

На рис. 1 показано распределение нефтенасыщенности в пласте при следующих параметрах задачи: $\rho_c = 2.4 \text{ г/см}^3$, $\rho_1 = 1 \text{ г/см}^3$, $\rho = 0.85 \text{ г/см}^3$, $c_c = 0.8 \text{ кДж/(кгК)}$, $c_1 = 4.2 \text{ кДж/(кгК)}$, $s_0 = 1$ на начальном этапе процесса охлаждения при “загрязнении”, при $\alpha^+ = 0.33$, $\alpha^- = 0.25$, $T_\phi < T_p$ получим $s_{f_0} = 0.441$, $s_{T_0}^- = 0.336$, $s_{T_0}^+ = 0.3201$, $s_0 = \langle s \rangle = 0.36$.

В работе [3] рассмотрен новый метод интерпретации данных высокочастотного электромагнитного зондирования скважин приборами типа ВИКИЗ (пять зондов) или ВЭМКЗ (девять зондов). По аналогии с [3] авторами проведены исследования влияния температуры на характер распределения удельного электрического сопротивления. Электропроводящие свойства нефтяного пласта определялись на основе математического моделирования процесса проникновения фильтрата бурового раствора различной температуры в пласт согласно описанной выше методике расчета влияния температуры на процесс вытеснения нефти.

Зависимость между показаниями зондов и изменяющимся в результате проникновения фильтрата полем истинного удельного электрического сопротивления (УЭС) при-скважинной зоны $R = R(r, z)$ (r — радиальная и z — вертикальная координаты) объясняется законом Арчи:

$$s_1 = \left(\frac{R_0}{R_s} \right)^{1/n},$$

а обобщенный закон Арчи имеет вид

$$R_{s1} = s_1^{-n} a \frac{0.0123 + 3647.5C^{-1}}{1.8T + 39}.$$

Здесь R_{s1} — УЭС породы с насыщенностью пор водой s_1 и концентрацией C ; T — температура, °C; n — показатель, равный примерно 2; a — некоторая постоянная для данного вида породы. В соответствии с обобщенным законом Арчи сопротивление зоны проникновения, охлажденной фильтратом R_{nT} , связано с обычной “привязкой” R_n уравнением

$$R_{nT} = \frac{1.8T_p + 39}{1.8T_0 + 39} R_n.$$

Согласно этому закону, при прочих равных условиях УЭС породы обратно пропорционально квадрату насыщенности ее порового пространства раствором электролита. Так называемое “кажущееся” УЭС, которое вычисляется по разности фаз электрических сигналов, проходящих на измерительные катушки, является некоторой средней

электрофизической характеристикой объема породы. “Кажущиеся” УЭС $R(\bar{r})$ совпадают с истинными только в случае электрически однородных сред. В общем случае “кажущиеся” сопротивления, измеряемые каждым зондом $i = 0, 1, 2, \dots, 5, \dots, 9$, можно представить в виде вероятностной свертки [3]:

$$\bar{R}_i = \int_0^{\infty} R(r)\rho_i(r)dr,$$

где

$$\rho_i = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma x_{ci}} \exp(-\sigma^2) \exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2} \ln^2 \frac{x}{x_{ci}}\right)$$

— плотность логнормального распределения чувствительности зонда с номером i . Здесь $x = r^2$, $x_{ci} = r_{ci}^2$ — квадраты центров чувствительности; $\sigma = 0.68 - 0.7$ — дисперсия, экспериментально определяемый параметр.

Таким образом, из распределения насыщенностей и содержания солей в водной фазе, а также из формулы Арчи следует, что истинное электрическое сопротивление условно разбивается на четыре зоны со своим значением УЭС:

$$R = \begin{cases} R_{nT} = R_n(1.8T_p + 39)/(1.8T_0 + 39), & 0 < r < r_T, \\ R_n = R_n^0/(1 - \langle s \rangle)^2, & r_T < r \leq r_{oz}, \\ R_{oz} = R_0^0/(1 - \langle s \rangle)^2, & r_{oz} < r < r_f, \\ R_0 = R_0^0/(1 - s_0)^2, & r_f < r. \end{cases} \quad (15)$$

Здесь R_0^0 и R_n^0 — УЭС пласта, полностью насыщенного природной водой и фильтратом соответственно. Из интегрального представления кажущихся сопротивлений в виде свертки получим распределение кажущихся УЭС:

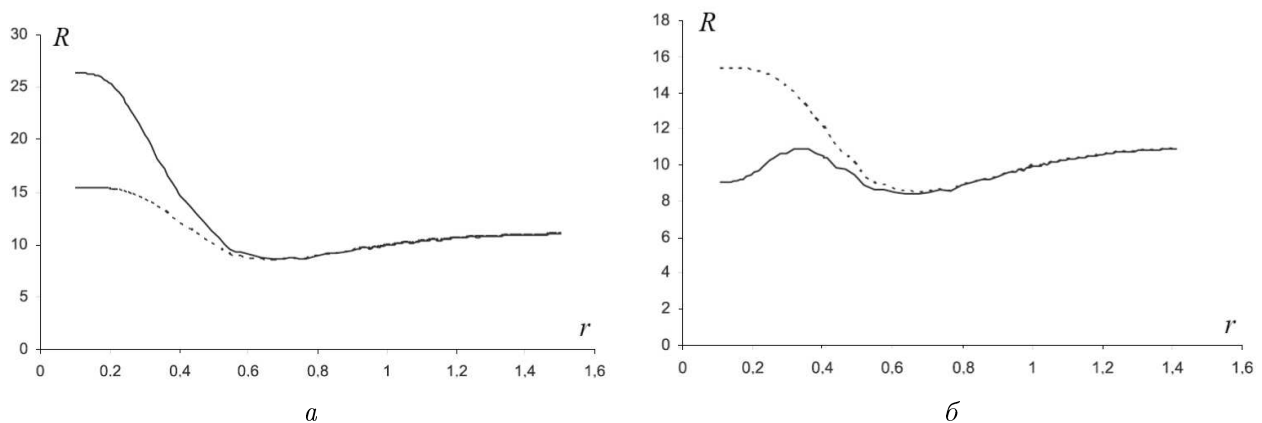


Рис. 2. Кажущееся удельное электрическое сопротивление при $T_0 < T_p$ (пунктирная кривая) и $T_0 > T_p$ (сплошная) для процесса “охлаждения” (а) и “нагрева” (б)

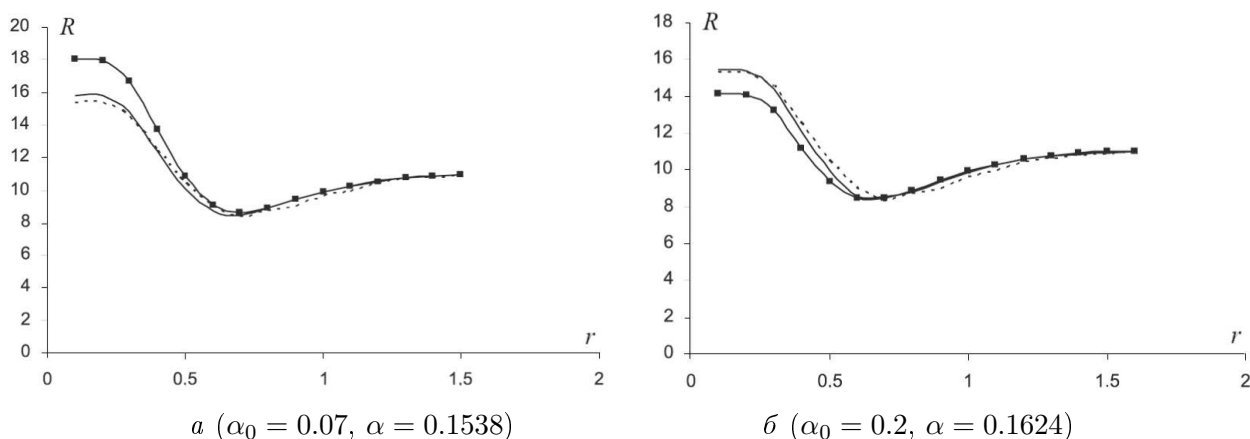


Рис. 3. Распределение УЭС: - - - — реальное, \blacksquare — начальное и — — конечное приближение

$$\begin{aligned} \bar{R}(r) = & \frac{R_{nT} - R_n}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \ln \frac{x_T}{x} - \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right] + \\ & + \frac{R_n - R_{oz}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \ln \frac{x_{oz}}{x} - \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right] + \frac{R_{oz}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\sqrt{\sigma}} \ln \frac{x_f}{x} - \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right] + \\ & + \frac{R_0}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\sqrt{\sigma}} \ln \frac{x_f}{x} - \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

На рис. 2 представлены результаты расчетов кажущихся УЭС для процесса “охлаждения” и “нагрева” прискважинной зоны пласта с учетом температурной модели.

На рис. 3 приведены результаты расчетов интерпретации данных для температурной модели. Процедура интерпретации сводится к минимизации среднеквадратичного отклонения полученных точек от теоретической кривой, задаваемой формулой (16). Цель достигается путем подбора начальных данных для системы уравнений гидродинамики (1) и солеобмена, т. е. путем подбора значения α при известном s_0 .

Полученные результаты позволяют скорректировать данные интерпретации различных исследований, проведенных с использованием высокочастотного электромагнитного зондирования скважин.

Список литературы

- [1] АХМЕД-ЗАКИ Д.Ж., ДАНАЕВ Н.Т., КОРСАКОВА Н.К., ПЕНЬКОВСКИЙ В.И. Влияние температуры воды на вытеснение нефти // Матер. Междунар. научно-практ. конф. ВИТ-2006, Павлодар, 2006. С. 161–164.
- [2] АХМЕД-ЗАКИ Д.Ж., ПЕНЬКОВСКИЙ В.И. Влияние температуры при осесимметричном вытеснении нефти водой // Вест. КазНПУ им. Абая. 2006. № 2(16). С. 16–20.
- [3] ДАНАЕВ Н.Т., КОРСАКОВА Н.К., ПЕНЬКОВСКИЙ В.И. Массоперенос в прискважинной зоне и электромагнитный каротаж пластов. Алматы: Эверо, 2005. 180 с.

Поступила в редакцию 2 августа 2007 г.