

## К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕФТЯНЫЕ ПЛАСТЫ

О. Э. ЦЫНКОВА

(Москва)

Рассматривается двумерная модель процесса вытеснения нефти водой из неоднородного по толщине пласта при периодическом упругом режиме фильтрации.

Ранее математическое моделирование циклического заводнения [1-4] проводилось на основе квазиодномерных уравнений двухфазной фильтрации с привлечением следующей существенной гипотезы: при импульсном перетоке жидкости между смежными зонами разной проницаемости (слоями, блоками и трещинами) происходит мгновенное равномерное распределение притекающих фаз по всему блоку или поперечному сечению слоя. Смягчение этого весьма сильного предположения осуществлялось путем введения некоторых специальных коэффициентов.

Могло бы показаться, что переход к двумерной задаче двухфазной фильтрации в неоднородном пласте при периодическом упругом режиме снимет необходимость в каких-либо дополнительных допущениях [5]. Однако анализ соответствующей математической модели показывает, что это не так.

В настоящей работе устанавливается, что в рамках обычных предположений двумерной теории двухфазной фильтрации периодические упругие колебания жидкости в неоднородном пласте не приводят к изменению средних по времени цикла распределений насыщенностей, т. е. к изменению технологических показателей разработки.

Далее с привлечением экспериментальных данных формулируются гипотезы, дающие возможность описать двумерной моделью монотонный процесс обмена фазами между зонами различной проницаемости и нефтенасыщенности при колебаниях скоростей и давлений.

Выделена одномерная задача о поперечных упругих колебаниях жидкости в слоисто-неоднородном пласте.

Для осредненных по времени цикла уравнений построено автомодельное решение со скачками насыщенности, движущимися в разные стороны. Полученное прямо-точно-противоточное движение дает механизм некоторого выравнивания насыщенностей при циклическом воздействии.

1. Система уравнений, описывающая процесс, представляется в виде

$$\begin{aligned} m \frac{\partial S_i \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_i \mathbf{v}_i &= 0 \quad (i=1, 2) \\ (1.1) \quad \mathbf{v}_i &= - \frac{K f_i}{\mu_i} (\operatorname{grad} p_i + \rho_i \mathbf{g}) \\ C_i dp_i &= \frac{d\rho_i}{\rho_i}, \quad s_1 + s_2 = 1, \quad p_2 - p_1 = \frac{2\sigma \cos \theta}{\sqrt{K/m}} I(s_1) \end{aligned}$$

Все обозначения в (1.1) общеприняты, индекс «1» относится к воде, «2» — к нефти.

Полагая для простоты равными коэффициенты упругости для воды и нефти ( $C_1 = C_2 = C$ ) и пренебрегая явной зависимостью капиллярного давления от времени, после преобразований получим из (1.1) следующую

систему уравнений в безразмерной форме:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial \tau} &= -\operatorname{div} w \\ \frac{\partial s}{\delta \partial \tau} + w \operatorname{grad} F_1 &= \\ &= (F_1 - s) \frac{\partial p}{\partial \tau} - \operatorname{div} k \varphi [(1 - \rho) \gamma - \pi \operatorname{grad} k^{-1/2} I(S)] F_1 F_2 \\ w &= -k \varphi [\operatorname{grad} p + (F_1 + \rho F_2) \gamma + \pi F_2 \operatorname{grad} k^{-1/2} I(S)] \\ S &= S_1, \quad \varphi = f_1(S) + \mu f_2(S), \quad \mu = \mu_1 \mu_2^{-1}, \quad k = K K_*^{-1} \\ F_i &= f_i \varphi^{-1} \mu^{i-1}, \quad \tau = \frac{t K_*}{m \mu_1 C l^2} \\ \delta &= p_* C, \quad p = p_1 p_*^{-1}, \quad \gamma = \rho_1 g p_*^{-1}, \quad w = v \frac{\mu_1 l}{K_* p_*} \end{aligned}$$

Здесь  $K, p_*$  — характерные масштабы проницаемости и давления,  $l$  — масштаб длины.

Параметр  $\delta$ , определяющий отношение масштабов временных изменений проницаемостей и давлений, имеет для типичных в пластовых условиях значений величин  $p_*$  и  $C$  порядок 0.01.

Пусть на границе пласта организуются колебания давления или расхода нагнетаемой (отбираемой) жидкости. В пласте создается режим вынужденных колебаний — периодический упругий режим. Представим давления  $p$  и насыщенности  $S$  в виде

$$(1.3) \quad p = p_0 + p_-, \quad S = S_0 + S_-$$

где  $p_0, S_0$  — медленно меняющиеся («жесткие») и  $p_-, S_-$  — периодические или почти периодические («упругие») компоненты давления и насыщенности соответственно.

Анализ второго из уравнений (1.2) показывает, что в области умеренных значений градиента насыщенности изменение  $S$  за время  $\tau \sim 1$  (время цикла вынуждающих колебаний) имеет порядок  $\delta$ , т. е. величина  $S_-$  мала.

Подставляя (1.3) в (1.2) и проводя усреднение по времени цикла, получим с точностью до величины порядка  $\delta$

$$(1.4) \quad \begin{aligned} \frac{\partial S_0}{\delta \partial \tau} + w_0 \operatorname{grad} F_1 &= -\operatorname{div} k \varphi [(1 - \rho) \gamma - \pi \operatorname{grad} k^{-1/2} I(S_0)] F_1 F_2 \\ w_0 &= -k \varphi [\operatorname{grad} p_0 + (F_1 + \rho F_2) \gamma + \pi F_2 \operatorname{grad} k^{-1/2} I(S_0)] \end{aligned}$$

Здесь величины  $\varphi, F_i$  ( $i=1, 2$ ) являются, очевидно, функциями  $S_0$ .

Для определения пульсационных компонент давления и насыщенности получаем систему

$$(1.5) \quad \begin{aligned} \frac{\partial p_-}{\partial \tau} &= -\operatorname{div} w_-, \quad \frac{\partial S_-}{\partial \tau} = -\delta \left[ S_0 \frac{\partial p_-}{\partial \tau} - \operatorname{div} F_1(S_0) W_- \right] \\ w_- &= -k \varphi \operatorname{grad} p_- \end{aligned}$$

Уравнения (1.4) совпадают с уравнениями двухфазной фильтрации при стационарном режиме нагнетания жидкости [6]. Краевые условия формулируются для величин  $p_0, S_0, w_0$ , являющихся средними от  $p, S, w$ .

Исследуем теперь область резкого изменения насыщенностей, где, очевидно,  $S_-$  может не быть малой величиной в силу того, что  $\text{grad } F_1$  (или  $\text{div } wF_1$ ) не ограничены.

Обозначим через  $y$  направление резкого изменения  $S_0$  и рассмотрим одномерную задачу, в которой существенными являются только упругие пульсационные компоненты скорости, т. е.  $w_0=0$ ,  $w=w_-$ .

Уравнения (1.2) примут вид

$$(1.6) \quad \begin{aligned} \frac{\partial S}{\delta \partial \tau} + w_- \frac{\partial F_1}{\partial y} &= (F_1 - S) \frac{\partial p_-}{\partial \tau} - \\ &- \frac{\partial}{\partial y} k\varphi \left[ (1-\rho)\gamma - \pi \frac{\partial}{\partial y} k^{-1/2} I(S) \right] F_1 F_2 \\ \frac{\partial p_-}{\partial \tau} &= - \frac{\partial w_-}{\partial y}, \quad w_- = -k\varphi \frac{\partial p_-}{\partial y} \\ \frac{\partial p_0}{\partial y} + (F_1 + \rho F_2)\gamma + \pi F_2 \frac{\partial}{\partial y} k^{-1/2} I(S_0) &= 0 \end{aligned}$$

Здесь направление  $y$  совпадает с направлением действия гравитационных сил.

Пусть при  $\tau=0$

$$S = \begin{cases} S_1 & -1 < y < 0 \\ S_2 & 0 < y < 1 \end{cases}$$

Различие начальных значений насыщенностей может быть обусловлено различием проницаемостей в соответствующих зонах.

В простейшем и наиболее сильном с точки зрения интенсивности скачка насыщенности случае, когда  $F_1=S$  и  $\varphi=1$ , из (1.6) имеем:

$$(1.7) \quad \begin{aligned} \frac{\partial S}{\delta \partial \tau} + w_- \frac{\partial S}{\partial y} &= - \frac{\partial}{\partial y} k \left[ (1-\rho)\gamma - \pi \frac{\partial}{\partial y} k^{-1/2} I(S) \right] F_1 F_2 \\ \frac{\partial p_-}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 p_-}{\partial y^2}, \quad w_- = -k \frac{\partial p_-}{\partial y} \end{aligned}$$

Задавая условия

$$w_- = 0 \text{ при } y = \pm 1; \quad w_- = v(\tau) \text{ при } y = 0,$$

где  $v(\tau)$  — периодическая функция, находим из второго и третьего уравнений (1.7):  $w_- = w_-(y, \tau)$ .

Далее в первом из уравнений (1.7) производим замену переменных

$$\xi = y - \delta \int_0^\tau w_- d\tau, \quad \tau = \tau$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} &= \left( 1 - \delta \int_0^\tau \frac{\partial w_-}{\partial y} d\tau \right) \frac{\partial}{\partial \xi} = (1 + \delta p_-) \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \tau} &= -\delta w_- \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \tau} \end{aligned}$$

В новых переменных первое из уравнений (1.7) примет вид

$$(1.8) \quad \frac{\partial S}{\delta \partial \tau} + \delta w_- p_- \frac{\partial S}{\partial \xi} = - \frac{\partial}{\partial \xi} k \left[ (1-\rho)\gamma - \pi \frac{\partial}{\partial \xi} I(s) k^{-1/2} \right] F_1 F_2$$

Второй член правой части (1.8) пренебрежимо мал — он содержит ма-

мый квадратический множитель  $w-p$  и, кроме того, малый параметр  $\delta$ . Поэтому уравнение для определения  $S$  может быть окончательно записано в форме

$$(1.9) \quad \frac{\partial S}{\delta \partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial \xi} k \left[ (1-\rho) \gamma - \pi \frac{\partial}{\partial \xi} k^{-1/2} I(S) \right] F_1 F_2$$

Очевидно, (1.9) представляет собой в переменных  $\xi, \tau$  обычное уравнение капиллярной пропитки с учетом гравитационного разделения фаз [6, 7].

Граничные плоскости  $y=0, y=\pm 1$  в новой системе координат становятся движущимися

$$\xi = \varepsilon, \quad \xi = \pm 1 + \varepsilon, \quad \varepsilon = \delta \int_0^{\tau} w_- d\tau$$

В силу малости величины  $\varepsilon$  и корректности постановки задачи о пропитке перенос краевых условий на плоскости  $\xi=0, \xi=\pm 1$  дает в решении погрешность порядка  $\varepsilon$ , допустимую в принятых предположениях.

Отметим, что при  $F_1 \neq S$  тот же самый результат мог бы быть получен с помощью более громоздкого доказательства. Наличие ненулевой средней компоненты скорости сделало бы базой сравнения не задачу о прямоточно-противоточной пропитке, а модель вытеснения со стабилизированной зоной [7].

Таким образом, показано, что и при умеренных и при неограниченных градиентах насыщенности осредненное распределение насыщенностей, отвечающее периодическому изменению давлений или расходов нагнетаемой и отбираемой жидкости, совпадает с распределением насыщенностей при соответствующем стационарном режиме нагнетания и отбора. Математическая модель процесса циклического воздействия, представляющая собой обычную двумерную систему уравнений двухфазной фильтрации с периодическими граничными условиями для давлений или скоростей [5], не содержит в себе какого-либо механизма, объясняющего эффективность рассматриваемого процесса.

Понятно, что при изменении (снижении) скорости нагнетания может происходить относительная интенсификация гравитационного оседания воды и замещения воды нефтью.

Капиллярная пропитка малопроницаемых нефтенасыщенных слоев водой из высокопроницаемых слоев также может стать относительно более эффективной при снижении скорости фильтрации.

Однако в обоих указанных случаях существует некий оптимальный стационарный режим нагнетания и отбора, а периодический режим, имеющий средним этот стационарный, дает то же распределение насыщенностей, отбор нефти и т. д.

2. Будем предполагать, что отсутствие эффекта от применения циклического заводнения при описанном выше двумерном математическом моделировании процесса связано с неучетом факторов, обусловленных значительной скоростью жидкости в пласте.

Квазиодномерная математическая модель [2, 3] отражает эти факторы преувеличенно: предполагается, что при перемене знака межслойного потока происходит скачкообразная перемена его фазового состава — фазовый состав перетекающей жидкости всегда совпадает с составом жидкости в слое, откуда идет истечение в данный момент.

Это означает, что притекающая жидкость равномерно распределяется по сечению слоя (или по блоку) за время, малое по сравнению со временем полупериода. В действительности же время распределения может быть неограниченно большим.

Ясно, что при построении двумерной модели циклического воздействия нужно использовать другие механизмы.

Имеются экспериментальные данные [7, 8], показывающие, что фазовые проницаемости как по нефти, так и по воде не безразличны к направлению вытеснения. При одной и той же насыщенности фазовая проницаемость больше, если данная фаза является вытесняющей, и меньше, если

эта же фаза является вытесняемой

$$f_i(S) = \begin{cases} f_i^*(S) & \text{w grad } S < 0 \\ f_i^{**}(S) & \text{w grad } S > 0 \end{cases}$$

(2.1)

$$f_1^*(S) > f_1^{**}(S), f_2^*(S) < f_2^{**}(S)$$

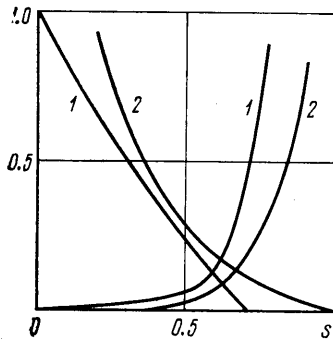
На фиг. 1 воспроизведены кривые фазовых проницаемостей по воде и нефти при вытеснении нефти водой (1) и воды нефтью (2), взятые из работы [8].

Гистерезис фазовых проницаемостей обусловлен, по-видимому, изменением смачиваемости при изменении направления вытеснения — вытесняемая жидкость становится более смачивающей, чем была в статических условиях, вытесняющая — менее смачивающей.

В связи с тем что изменение насыщенности за время цикла упругих колебаний несущественно (иными словами, в условиях осуществления циклического воздействия вектор  $\text{grad } S$  в точке практически не меняется за время поворота вектора скорости), переход от  $f_i^*$  к  $f_i^{**}$  и обратно происходит по линиям, которые с принятой степенью точности считать можно вертикальными.

Предлагаемая модель процесса циклического заводнения состоит из уравнений (1.2), условий (2.1), начальных условий и периодических условий для давления или скорости жидкости (без перемены знака) на линиях нагнетания и отбора.

Осреднение второго из уравнений (1.2) по времени цикла с учетом (2.1) приводит к следующему результату:



Фиг. 1

$$\frac{\partial S_0}{\partial \tau} + w_0 \text{grad } F_1 +$$

$$(2.2) \quad + \langle w_- \rangle_{\tau_1} T_1 \text{grad } (F_1^* - F_1^{**}) = \\ = -\text{div } k\phi [(1-\rho)\gamma - \\ - \pi \text{grad } k^{-1/2} I(S_0)] F_1 F_2$$

Здесь  $\langle w_- \rangle_{\tau_1}$  — среднее значение пульсационной компоненты скорости за время  $\tau_1$ , которое представляет собой часть цикла, отвечающую вытеснению нефти водой ( $w \text{grad } F_1 < 0$ ).

Цикл предполагается симметричным, поэтому справедливо равенство

$$\tau_1 \langle w_- \rangle_{\tau_1} = -\tau_2 \langle w_- \rangle_{\tau_2}$$

где  $\tau_2 = \tau_0 - \tau_1$  и  $\tau_0$  — величина полного периода вынуждающих колебаний.

Очевидно, в (2.2)

$$T_1 = \tau_1 \tau_0^{-1}, F_1 = F_1^* T_1 + F_1^{**} (1 - T_1)$$

Величина  $w_-$  определена равенствами

$$(2.3) \quad \frac{\partial p_-}{\partial \tau} = -\text{div } w_-, \quad w_- = -k\phi \text{grad } p_-$$

Связь средних скоростей и давлений та же, что и при стационарном режиме вытеснения (1.4).

Уравнение (2.2) отличается от уравнения для определения насыщенностей при стационарном режиме заводнения присутствием члена  $\langle w_- \rangle_{\tau_1} T_1 \text{grad } (F_1^* - F_1^{**})$  в левой части.

Этот член зависит от распределения абсолютных проницаемостей, амплитуды колебаний скорости и др.

литуды и частоты вынуждающих колебаний, гистерезисной характеристики фазовых проницаемостей.

Если амплитуда пульсационной составляющей скорости в данной точке недостаточно велика, чтобы обеспечить перемену направления вектора  $w = w_0 + w_-$  относительно вектора  $\text{grad } S_0$ , то  $\tau_1 = \tau_0$ ,  $\langle w_- \rangle_{\tau_1} = 0$ , и рассматриваемый дополнительный член уравнения исчезает, т. е. пульсационное поле давлений и скоростей не влияет на осредненное за цикл поле насыщенностей.

Ясно, что перемена знака проекции скорости на направление градиента насыщенности может осуществляться только для высоких амплитуд и не слишком малых частот вынуждающих колебаний при существенной толщинной неоднородности пласта.

3. Для исследования эффекта, вносимого наличием зависимости фазовых проницаемостей от направления вытеснения, рассмотрим одномерную задачу, моделирующую поперечное течение в слоисто-неоднородном пласте со связанными прослоями.

Предполагается наличие пульсационного поля скоростей  $w_-(y, \tau)$ , происхождение которого может быть любым. (В действительности, при организации циклического режима это поле «приносится» продольными импульсами, распространяющимися от линий нагнетания и отбора по слоям разной проницаемости с разной скоростью.)

Рассматриваемое течение описывается уравнениями (1.6), которые должны быть дополнены соотношениями (2.1), в данном случае принимающими вид

$$(3.1) \quad f_i = \begin{cases} f_i^*(S) & w_- \frac{\partial S}{\partial y} < 0 \\ f_i^{**}(S) & w_- \frac{\partial S}{\partial y} > 0 \end{cases}$$

Проводя осреднение первого из уравнений (1.6) по времени цикла с учетом (3.1), получим следующее равенство:

$$(3.2) \quad \frac{\partial S_0}{\delta \tau} + |w_-| \frac{d(F_1^* - F_2^{**})}{dS} \frac{\partial S_0}{\partial y} = \\ = - \frac{\partial}{\partial y} k \varphi [ (1-\rho) \gamma - \pi \frac{\partial}{\partial y} k^{-1/2} I(S_0) ]$$

При  $\tau=0$

$$(3.3) \quad S_0 = \begin{cases} S_1 & -1 < y < 0 \\ S_2 & 0 < y < 1 \end{cases}$$

Здесь  $|w_-|$  — среднее за цикл значение модуля скорости,  $F_1^*$  — доля воды в потоке на части цикла, отвечающей вытеснению нефти водой,  $F_2^{**}$  — воды нефтью. Обе части цикла равны ввиду предполагаемой его симметрии.

Нетрудно понять, что капиллярная пропитка и гравитационное оседание воды имеют здесь направление, не зависящее от направления суммарной скорости. Перемена знака скорости обуславливается переменной знака градиента давления.

Поэтому гистерезисные факторы не относятся к членам в правой части (3.2). Значения фазовых проницаемостей там отвечают вытеснению нефти водой, значения функции  $I(S_0)$  — процессу пропитки. Таким образом, весь эффект от пульсаций скорости заключен во втором члене левой части (3.2).

Для максимального упрощения картины в (3.2) опускаются гравитационные и капиллярные члены, влияющие на процесс одинаково и при циклическом и при стационарном заводнении.

Далее для оценочных расчетных примеров допускается, что пульсационные поля давлений и скоростей не зависят от изменения начального поля насыщенных (в действительности эта зависимость достаточно слаба).

Поэтому величина  $w_-$  может быть найдена отдельно из первого и второго уравнений (1.6) при следующих граничных условиях:

$$w_-(\pm 1) = 0, \quad w_-(0) = v(\tau).$$

Для  $v = b \sin \omega t$  можно получить следующие значения модулей пульсационных скоростей и давлений:

$$(3.4) \quad |w_-|_i = b \left[ \frac{\operatorname{ch} \sqrt{2\omega_i}(1-|y|) - \cos \sqrt{2\omega_i}(1-|y|)}{\operatorname{ch} \sqrt{2\omega_i} - \cos \sqrt{2\omega_i}} \right]^{1/2}$$

$$|P_-|_i = \frac{b}{k_i \varphi_i \sqrt{\omega_i}} \left[ \frac{\operatorname{ch} \sqrt{2\omega_i}(1-|y|) - \cos \sqrt{2\omega_i}(1-|y|)}{\operatorname{ch} \sqrt{2\omega_i} - \cos \sqrt{2\omega_i}} \right]^{1/2}$$

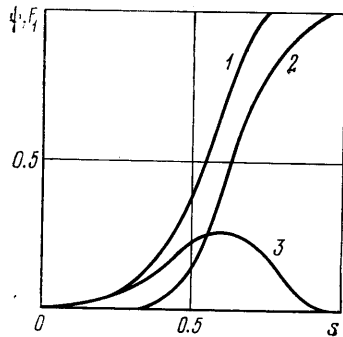
$(i=1, 2)$

Здесь  $\omega_i = \omega C m l^2 \mu_i K_i$ , индекс «1» относится к зоне  $(-1 < y < 0)$ , «2» — к зоне  $(0 < y < 1)$ .

В результате приведенных выше допущений (3.2) переписется в виде

$$(3.5) \quad \frac{\partial S}{\partial \tau} + a(y) \psi'(S) \frac{\partial S}{\partial y} = 0$$

где  $a(y) = |w_-|$  — известная функция, обращающаяся в нуль при  $y = \pm 1$  и имеющая максимум при  $y = 0$ , и  $\psi = F_1^* - F_1^{**}$ . Начальные условия для (3.5) даются соотношениями (3.3). Индекс «0» при  $S$  опущен.



Фиг. 2

Производя замену переменных из (3.5) и (3.3), можно получить

$$(3.6) \quad \frac{\partial S}{\partial \tau} + \psi' \frac{\partial S}{\partial Z} = 0, \quad Z = \int_0^y \frac{dy}{a(y)}$$

$$S = \begin{cases} S_1 & -\infty < Z < 0 \\ S_2 & 0 < Z < \infty \end{cases}$$

На фиг. 2 показан вид функций  $F_1^*$ ,  $F_1^{**}$ ,  $\psi$  (кривые 1–3) для фазовых проницаемостей, представленных на фиг. 1, и отношения вязкостей  $\mu = 0.5$ .

Функция  $\psi$  равна нулю на концах интервала изменения  $S$ , между нулями имеется один максимум. Соответственно ее производная  $\psi'(S)$  положительна и растет при малых значениях водонасыщенности, затем убывает до нуля и становится отрицательной. При достижении максимальной насыщенности производная снова обращается в нуль.

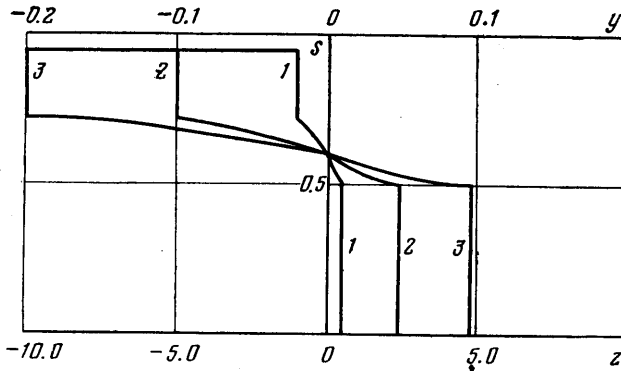
Очевидно, течение автомодельно по переменным  $Z$ ,  $\tau$ .

Характеристическое уравнение для (3.6) имеет вид

$$(3.7) \quad Z/\delta\tau = \psi'(S)$$

Обозначив корень уравнения  $\psi' = 0$  через  $S_*$ , получим, что для  $S < S_*$  каждая насыщенность со своей постоянной скоростью перемещается в положительном направлении, а для  $S > S_*$  — в отрицательном. Точка  $S = S_*$

неподвижна, ее положение совпадает с положением начального разрыва насыщенностей  $Z=0$ . Таким образом, в обе стороны от плоскости  $Z=0$  распространяются волны — в сторону нефтенасыщенной зоны движется волна увеличения водонасыщенности, в сторону обводненной зоны — волна ее снижения. Скорость нефти в каждой точке равна по модулю и противоположна по знаку скорости воды.



Фиг. 3

Если кривая  $\psi(S)$  вогнута в окрестностях  $S=S_1$  и  $S=S_2$ , то область непрерывного распределения  $S$  по  $x$  ограничена двумя скачками насыщенности, движущимися в разные стороны.

На фиг. 3 даны зависимости насыщенностей от  $Z$  для различных моментов времени  $\delta\tau$ , полученные согласно (3.7) для значений  $\psi$ , представленных на фиг. 2 при  $S_1=0.95$ ,  $S_2=0$ . Кривые 1–3 соответствуют значениям  $\delta\tau=1.0, 5.0, 10.0$ .

«Растяжение» кривой  $S(Z)$  с ростом  $\delta\tau$  происходит в обе стороны, причем левый скачок удаляется от плоскости  $Z=0$  вдвое быстрее правого. Последнее обстоятельство обусловлено видом функций  $F_1^*$  и  $F_1^{**}$ .

В переменных  $y, \tau$  движение не является автомодельным — скорости распространения насыщенностей зависят от координаты

$$dy/d\tau = a(y)\psi(S)$$

Таким образом, получено некоторое прямооточное-противоточное движение воды и нефти между обводненной и нефтенасыщенной зонами, являющееся результатом осреднения по времени цикла истинного пульсационного движения упругой двухфазной жидкости.

Количественная характеристика списанного эффекта определяется величинами  $a(y)$  и  $\psi(S)$  — чем интенсивнее вынуждающие колебания и чем существеннее изменение фазовых проницаемостей при повороте скоростей, тем глубже на каждый момент проникает вода в нефтенасыщенную и нефть в водонасыщенную зоны. При этом необходимо подчеркнуть, что при умеренных характерных размерах частоты вынуждающих колебаний должны быть достаточно высокими (иначе, система будет вести себя как жесткая, требуемые для обеспечения пульсаций скорости давления станут неограниченно большими). С другой стороны, применение очень больших частот нецелесообразно, так как оно ведет к весьма быстрому затуханию амплитуд скорости при удалении от плоскости граничных вынуждающих колебаний.

Далее рассмотрим пример.

Пусть  $K_1=1.0$  дарси,  $K_2=0.5$  дарси,  $l=50$  м,  $C=10^{-4}$  атм,  $\omega=(6 \text{ час})^{-1}$ ,  $\mu_1=1$  сп,  $\mu_2=2$  сп. Отсюда получается, что  $\omega_1=0.025$ ,  $\omega_2=0.1$ . Формулы (3.4) для малых значений аргумента дают

$$|w_-| = b(1 - |y|), \quad |p_-| = \frac{b}{\omega_1}$$

Соответственно  $Z = b \ln(1 - |y|)$ . Величину  $b$ , характеризующую максимум абсолютной скорости, следует задавать так, чтобы выполнялось условие  $|p_-| < 1$ , т. е. чтобы амплитуда пульсаций давления не превосходила характерного статического перепада.



Полагая  $b=0.02$ , нанесем шкалу изменения  $y$  на фиг. 3. Полученные зависимости  $S$  от  $y$  характеризуют динамику процесса обмена фаз между обводненной и нефте-насыщенной зонами при наличии упругих колебаний жидкости в пласте.

Распространение скачков происходит достаточно медленно. Так, если  $p.=40$  атм., то максимум амплитуды скорости жидкости составит  $K_{1p}./\mu_1 l = 2 \cdot 10^{-4}$  см/сек =  $=50$  м/год.

Начальные (при  $y=0$ ) скорости «разбегания» скачков равны 50 и 25 м/год. С ростом  $|y|$  абсолютные величины этих скоростей линейно убывают.

Если проницаемости слоев уменьшаются, вязкость нефти растет, то характерные скорости прямоточно-противоточного обмена фазами падают.

Очевидно, прямоточно-противоточная капиллярная пропитка, а также гравитационная сегрегация дополняют, а в ряде случаев и перекрывают этот эффект.

Таким образом, количественные рамки проявления рассматриваемого эффекта выравнивания насыщенностей весьма узки.

Поступила 20 X 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Оганджанянц В. Г.* Теория и практика добычи нефти при циклическом заводнении. В сб.: ВИНТИ. Итоги науки и техники. Сер. Горное дело. Разработка нефтяных и газовых месторождений, 1969, М., 1970.
2. *Боксерман А. А., Шалимов Б. В.* О циклическом воздействии на пласты с двойной пористостью при вытеснении нефти водой. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
3. *Баренблатт Г. И., Енгов В. М., Рыжик В. М.* Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. М., «Недра», 1972.
4. *Горбунов А. Т., Мыхтарянц С. А., Сафронов В. И., Сургучев М. Л., Цыпкина О. Э., Шарбатова И. Н.* Циклическое заводнение нефтяных пластов. М., 1977 (ВНИИ нефтегаз. пром-ти).
5. *Зайдель Я. М., Леви Б. И.* Об эффективности циклического воздействия на неоднородные пласты. В сб.: Проблемы нефти и газа Тюмени, Вып. 33. Тюмень, 1977, с. 3—25.
6. *Королев А. В., Шалимов Б. В., Швидлер М. И.* Численное решение одномерных и двумерных задач фильтрации несмешивающихся жидкостей с учетом гравитационных и капиллярных сил. В сб.: Числ. методы решения задач фильтрации многофазной несжимаемой жидкости, Новосибирск, 1975.
7. *Бан А., Богомолова А. Ф., Максимов В. А., Николаева В. Н., Оганджанянц В. Г., Рыжик В. М.* Влияние свойств горных пород на движение в них жидкости. М., Гостоптехиздат, 1962.
8. *Levine J. S.* Displacement experiments in consolidated porous sistem. Trans. AIME, 1954, vol. 201.