

УДК 532.546

**АВТОМОДЕЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ТОНКОЙ ОТОРОЧКИ
НЕЙТРАЛЬНОЙ ПРИМЕСИ В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ
В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ**

**БЕДРИКОВЕЦКИЙ П. Г., ПОЛИЩУК А. М., СУРКОВА Е. М.,
ШАПИРО А. А.**

Получены точные решения автомодельных задач о движении тонкой оторочки нейтральной примеси в пористой среде с учетом двухфазности потока и диффузии. При радиальной фильтрации автомодельным является режим с постоянным темпом нагнетания. Автомодельное движение при плоскопараллельной фильтрации соответствует заданию на нагнетательной галерее расхода, обратно пропорционального квадратному корню из времени (при учете слабой сжимаемости одного из флюидов такой режим фильтрации достигается при задании постоянного давления на нагнетательной галерее [1]). Разобраны случаи различной начальной водонасыщенности пласта. Выведены законы движения и изменения во времени величины пика концентрации. Исследованы зависимости динамики оторочки от коэффициента диффузии, отношения вязкостей фаз, начальной водонасыщенности и скорости фильтрации.

Одним из способов исследования нефтяных пластов и контроля за заводнением нефтяных месторождений является закачка в пласт небольших объемов (оторочек) меченой жидкости [2]. Известно точное решение задачи о распространении тонкой оторочки в однофазном потоке (типа мгновенного точечного источника) [3]. Однако нагнетание оторочки меченой жидкости применяют не только на поздней стадии заводнения, когда насыщенность нефтяной фазы мала, но и на ранней стадии, при большой нефтенасыщенности. Поэтому при описании динамики оторочки нейтральной примеси в нефтяном пласте необходимо учитывать двухфазность потока.

В [4] получено решение задачи о движении оторочки раствора активной примеси, влияющей на динамику двухфазного потока. При этом диффузия не учитывалась. Такое описание правомочно для оторочек больших объемов, когда число Пекле мало. В [5] получено асимптотическое решение задачи о фильтрации тонкой оторочки активной примеси с учетом диффузии.

1. Постановка задачи. Рассмотрим процесс одномерного вытеснения нефти тонкой оторочкой нейтральной примеси, продвигаемой по пласту водой. Добавка нейтральной примеси в вытесняющую воду не меняет гидродинамики водонефтяной системы. Примесь не растворяется в нефти и не сорбируется. Пренебрегаем капиллярным скачком давления между водой и нефтью.

Процесс вытеснения описывается уравнениями неразрывности для водной фазы (уравнением Баклея — Леверетта) и для примеси (уравнением конвективной диффузии в двухфазном потоке)

$$mA(x) \frac{\partial s}{\partial t} + U(t) \frac{\partial F(s)}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$mA(x) \frac{\partial (cs)}{\partial t} + U(t) \frac{\partial (cF)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[mA(x) Ds \frac{\partial c}{\partial x} \right] \quad (1.2)$$

Здесь x — координата, отсчитываемая от нагнетательной скважины, t — время, s — насыщенность порового пространства водой, c — концентрация примеси в водном растворе, F — доля водной фазы в потоке (функция Баклея — Леверетта), U — суммарный расход обеих фаз, m — пори-

ность, $A(x)$ — площадь поперечного сечения области фильтрации, D — коэффициент конвективной диффузии.

Поскольку примесь не растворяется в нефти, при $s=0$ полагаем $c=0$.

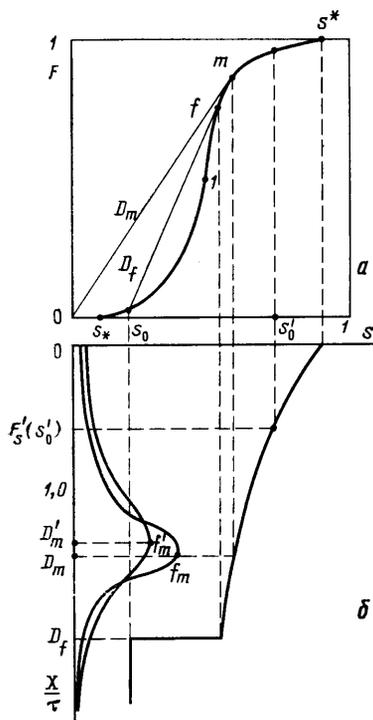
В системе (1.1), (1.2) уравнение (1.1) решается независимо. После этого в уравнении (1.2) неизвестной является концентрация $c(x, t)$.

Начальные и граничные условия для уравнения (1.1), соответствующие процессу вытеснения водонефтяной смеси водой, имеют следующий вид:

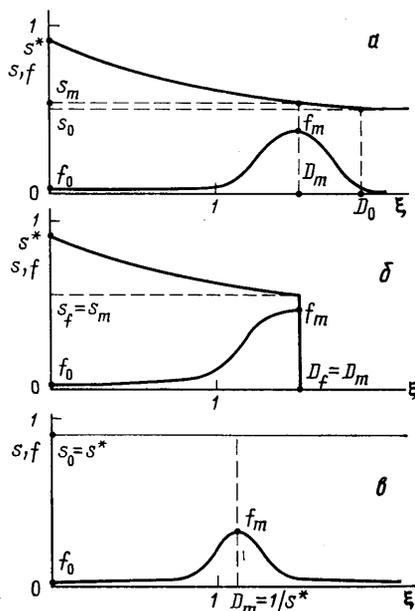
$$x=0: s=s^*; t=0: s=s_0 \quad (1.3)$$

Перейдём в уравнении (1.1) к безразмерным переменным

$$X = \frac{1}{\Omega} \int_0^x mA(x') dx', \quad \tau = \frac{1}{\Omega} \int_0^t U(t') dt' \quad (1.4)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Здесь X — отношение порового объёма, отсчитываемого вдоль пласта от нагнетательной скважины, к поровому объёму пласта Ω ; τ — отношение объёма закачанной воды к Ω .

Задача (1.3) допускает автомодельное решение, зависящее от комплекса $\xi = X/\tau$, $s(X, \tau) = s(\xi)$. Если начальная насыщенность в пласте s_0 меньше величины s_1 , соответствующей точке перегиба кривой Баклея — Лавретта (фиг. 1, а), то оно имеет вид [6]

$$\xi = F'_s(s), \quad 0 < \xi < D_f = \frac{F(s_f) - F(s_0)}{s_f - s_0} = F'_s(s_f) \quad (1.5)$$

$$s = s_0, \quad D_f < \xi < \infty \quad (1.6)$$

Точка f получена проведением касательной к кривой $F(s)$ из точки s_0 , D_f — наклон этой касательной (фиг. 1, а). График решения приведён на фиг. 1, б и 2, б.

При $s_0 > s_1$ решение имеет вид [7] (фиг. 2, а)

$$\xi = F_s'(s), \quad 0 < \xi < D_0 = F_s'(s_0) \quad (1.7)$$

$$s = s_0, \quad D_0 < \xi < \infty \quad (1.8)$$

Начальные и граничные условия для уравнения (1.2), отвечающие закачке оторочки примеси в течение отрезка времени t_0 и чистой воды при $t > t_0$, имеют вид

$$x \rightarrow \infty, \quad t > 0: \quad c = 0 \quad (1.9)$$

$$t = 0, \quad x > 0: \quad c = 0 \quad (1.10)$$

$$x = 0, \quad t > 0: \quad UcF - DsmA \frac{\partial c}{\partial x} = \begin{cases} Q/t_0, & 0 < t < t_0 \\ 0, & t > t_0 \end{cases} \quad (1.11)$$

Условие (1.11) задаёт поток примеси на скважине, состоящий из конвективного и диффузионного потоков; Q — количество закачанной примеси.

Будем рассматривать задачу (1.9)–(1.11) при $t \gg t_0$ как промежуточную асимптотику решения задачи о мгновенном выделении конечной порции нейтральной примеси в вытесняющей воде [8]. Тогда условия (1.10), (1.11) заменяются начальными условиями типа «точечного взрыва».

$$t = 0: \quad c = 0, \quad x \neq 0; \quad \int_0^{\infty} c(x, 0) s(x, 0) mA(x) dx = Q \quad (1.12)$$

Уравнение (1.1) допускает разрывное решение (1.5), (1.6). Запишем условия баланса массы воды и примеси на разрыве для системы (1.1), (1.2)

$$mA(x)[s]D' = U[F], \quad mA(x)[cs]D' = \left[UcF - Dms \frac{\partial c}{\partial x} \right] \quad (1.13)$$

Здесь D' — скорость распространения разрыва.

Решение уравнения (1.2) $c(x, t)$ с разрывными коэффициентами, зависящими от s , непрерывно. После преобразования соотношений (1.13) с учётом условия $[c] = 0$ получаем следующее соотношение:

$$\left[s \frac{\partial c}{\partial x} \right] = 0 \quad (1.14)$$

выражающее непрерывность диффузионного потока на разрыве.

Условия на слабом разрыве (1.14) позволяют найти единственное решение задачи (1.12) для уравнения (1.2).

2. Вывод условий автомодельности. Перепишем уравнение конвективной диффузии в двухфазном потоке (1.2) в переменных (X, τ)

$$\frac{\partial(cs)}{\partial \tau} + \frac{\partial(cF)}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{D}{\Omega} \frac{m^2 A^2(x)}{U(t)} s \frac{\partial c}{\partial X} \right) \quad (2.1)$$

Задача о «взрыве» с начальными условиями (1.12) допускает автомодельное решение

$$c(X, \tau) = \frac{Q}{\tau \Omega} f(\xi), \quad \xi = \frac{X}{\tau} \quad (2.2)$$

Тогда условие (1.11) преобразуется к виду

$$\int_0^{\infty} f(\xi) s(\xi) d\xi = 1 \quad (2.3)$$

После подстановки (2.2) в (2.1) видно, что (2.1) перейдет в обыкновенное дифференциальное уравнение, если комплекс $A^2/U\tau$ зависит только от автомодельной переменной ξ

$$A^2/U\tau = \varphi(\xi) \quad (2.4)$$

Дифференцируя равенство (2.4) по x , а затем по t и исключая величину φ' , получаем

$$\frac{2A'X}{mA^2} = \frac{U'\tau + U^2(t)}{U^2(t)} = \alpha, \quad \alpha = \text{const} \quad (2.5)$$

Левая часть равенства (2.5) зависит только от x , правая — только от t . Поэтому обе части равны константе α .

Решая полученные обыкновенные дифференциальные уравнения методом понижения порядка и используя начальные условия $X(0)=0$ и $\tau(0)=0$, находим

$$A = A_0 x^{\alpha/(2-\alpha)}, \quad U = U_0 t^{(\alpha-1)/(2-\alpha)} \quad (2.6)$$

Решения (2.6) удовлетворяют начальным условиям при $\alpha < 2$. Случай $\alpha = 0$ соответствует плоскопараллельному вытеснению, $\alpha = 1$ — радиальному, $\alpha = 4/3$ — сферически-симметричному.

Для автомодельной переменной имеем

$$\xi = \frac{X}{\tau} = \frac{mA_0 x^{2/(2-\alpha)}}{2U_0 t^{1/(2-\alpha)}}$$

После подстановки (2.2), (2.6) в уравнение (2.1) получаем

$$-\xi \frac{d}{d\xi} (fs) - fs + \frac{d}{d\xi} (fF) = D_* \frac{d}{d\xi} \left(\xi^\alpha s \frac{df}{d\xi} \right) \quad (2.7)$$

$$D_* = D \frac{2^\alpha}{2-\alpha} \left(\frac{mA_0}{U_0} \right)^{2-\alpha}$$

В уравнении (2.7) $s(\xi)$ задается формулами (1.5), (1.6) либо (1.7), (1.8).

3. Построение автомодельного решения. Начальные и граничные условия (1.9)–(1.11) в автомодельных переменных переписываются в виде следующей задачи для обыкновенного дифференциального уравнения (2.7):

$$\xi=0: \quad fF(s) = D_* \xi^\alpha s \frac{df}{d\xi} \quad (3.1)$$

$$\xi \rightarrow \infty: \quad f=0 \quad (3.2)$$

$$\int_0^\infty s(\xi) f(\xi) d\xi = 1 \quad (3.3)$$

Из (1.2) следует более сильное условие, чем (3.2)

$$\lim_{\substack{\tau \rightarrow 0 \\ x > 0}} c(X, \tau) = \lim_{\substack{\tau \rightarrow 0 \\ x > 0}} \frac{1}{\tau} f\left(\frac{X}{\tau}\right) = X^{-1} \lim_{\xi \rightarrow \infty} \xi f(\xi) = 0 \quad (3.4)$$

Пользуясь тем, что уравнение (2.7) является полным дифференциальным, понизим его порядок в области непрерывности функции $s(\xi)$

$$D_* \xi^\alpha s \frac{df}{d\xi} + \xi fs - fF(s) = I, \quad I = \text{const} \quad (3.5)$$

Положив в (3.5) $\xi=0$, с учетом условия (3.1) получим для области $0 < \xi < D_f$, что $I=0$. В силу второго условия на разрыве (1.12) правая часть уравнения (3.5) непрерывна. Поэтому для всех значений $0 < \xi < \infty$ также имеем $I=0$.

Разделяя переменные в уравнении (3.5), получим

$$f(\xi) = J \exp \left[- \int_{\xi}^{D_f} \frac{F(s(\eta))}{D_* s(\eta) \eta^\alpha} d\eta - \frac{\xi^{2-\alpha}}{D_*(2-\alpha)} \right] \quad (3.6)$$

Из непрерывности функции f следует, что формула (3.6) описывает решение задачи для всех областей непрерывности насыщенности $0 < \xi < \infty$ при одном и том же значении константы J .

Константа J находится из условия (3.3)

$$J = \left\{ \int_0^\infty s(\xi) \exp \left[- \int_{\xi}^{D_f} \frac{F(s(\eta))}{D_* s(\eta) \eta^\alpha} d\eta - \frac{\xi^{2-\alpha}}{D_*(2-\alpha)} \right] d\xi \right\}^{-1} \quad (3.7)$$

Вычислим положение максимума пика концентрации: $f'(D_m) = 0$. Рассмотрим случай, когда пик оторочки движется медленнее фронта вытеснения, т. е. при $s_0 < s_1$ выполняется неравенство $D_m < D_f$, а при $s_0 > s_1$ $D_m < D_0$. Полагая в формуле (3.5) $f' = 0$, $I = 0$, с учётом (1.5), (1.7) получим

$$D_m = F'_s(s_m) = F(s_m)/s_m \quad (3.8)$$

Величина s_m геометрически определяется точкой касания кривой $F(s)$ и прямой $0 - m$ (фиг. 1, а). Наклон касательной равен D_m .

Формула (3.8) верна при значениях начальной насыщенности, меньших s_m . При $s_0 > s_m$ пик концентрации движется быстрее фронта вытеснения. В этом случае из (3.5) имеем

$$D_m = F(s_0)/s_0 \quad (3.9)$$

Скорость движения пика концентрации равна тангенсу угла наклона отрезка, соединяющего точки $(0, 0)$ и $[s_0, F(s_0)]$ (фиг. 1, а).

Таким образом, положение максимума оказывается таким же, как и в крупномасштабном приближении без учёта диффузии [4, 5]. Оно определяется только видом функции Баклея - Леверетта и начальной водонасыщенностью.

4. Плоскопараллельная фильтрация. Рассмотрим зависимость (3.6) при $\alpha=0$. В этом случае интеграл (3.6) не имеет особенности при $\xi=0$. Концентрация примеси на галерее принимает ненулевые значения

$$f(0) = J \exp \left[- \int_0^{D_f} \frac{F(s(\xi))}{D_* s(\xi)} d\xi \right] \quad (4.1)$$

Закон изменения максимума концентрации имеет вид

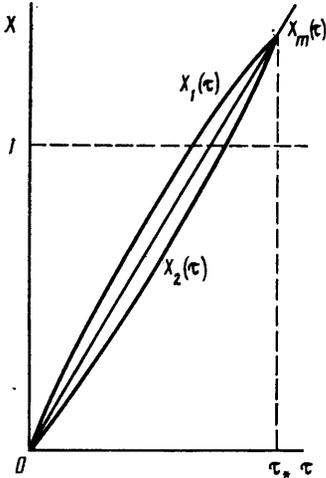
$$c_m(t) = f(D_m) Q / (2U_0 \sqrt{t})$$

Рассмотрим вначале случай вытеснения из слабообводненного пласта, когда начальная точка s_0 лежит на кривой $F(s)$ левее точки перегиба, $0 < s_0 < s_1$ (фиг. 1). Распределение насыщенности по пласту описывается формулами (1.5), (1.6). Распределение концентрации за фронтом вытеснения описывается формулами (3.6), (3.7) при $\alpha=0$. В области перед фронтом вытеснения имеем $s=s_0$, и формула (3.6) упрощается

$$f(\xi) = J \exp \left(- \frac{D_f F(s_0)}{D_* s_0} \right) \exp \left[\frac{\xi F(s_0)}{D_* s_0} - \frac{\xi^2}{2D_*} \right] \quad (4.2)$$

На фиг. 1, б приведен график $f=f(\xi)$ для рассматриваемого интервала изменения начальной насыщенности s_0 . Величина $f'(\xi)$ претерпевает разрыв при $\xi=D_f$ в соответствии с условием (1.14). Основной объем оторочки движется за фронтом вытеснения.

Отметим, что при плоскопараллельном вытеснении ($\alpha=0$) автомодельный режим течения достигается при задании расхода $U=U_0/\sqrt{t}$. Такой расход имеет место при поддержании на нагнетательной галерее постоянного давления и задании постоянного давления на бесконечности при учете сжимаемости вытесняемого флюида (задача о закачке в полубесконечный пласт). При предположении о несжимаемости фаз граничное условие постоянства давления нагнетания при $x=0$ заменяется условием $U=U_0/\sqrt{t}$, а граничное условие на бесконечности опускается [1].



Фиг. 3

Был проведен численный расчет плоскопараллельного продвижения тонкой оторочки нейтральной примеси объемом $\Omega_s=0,02\Omega$ при расстоянии между нагнетательной и добывающей галереями $L=100$ м, в ходе вытеснения из пласта проницаемостью $k=10^{-13}$ м², пористостью $m=0,1$, начальной насыщенностью $s_0=0,2$. Предельные насыщенности равны $s^*=0,1$ и $s^0=0,9$, отношение вязкостей фаз $\mu_2/\mu_1=5$. При учете пьезопроводности пластового флюида перед фронтом вытеснения задача фильтрации в полубесконечном пласте допускает автомодельное решение [9]. В данном примере сжимаемость флюида $\beta=10^{-4}$ МПа, что соответствует пьезопроводности $\kappa=0,2$ м²/с. В соответствии с [9] рассчитано, что при репрессии на пласт $\Delta p=10$ МПа расход закачиваемой воды $U_0=2,2 \cdot 10^{-4}$ м/с^{0,5}. Значение коэффициента диффузии $D=10^{-6}$ м²/с соответствует масштабу неоднородности пористой среды

$d=0,5$ м при средней для данного примера скорости фильтрации $v=2 \cdot 10^{-6}$ м/с (оценка характерного значения коэффициента диффузии $D \sim dv$ [5]).

На фиг. 3 показана динамика переднего и заднего фронтов оторочки (линий $X_1(t)$ и $X_2(t)$, вдоль которых $c=0,05$) и пика оторочки $X_m(t)$. Фронт вытеснения достигает добывающей галереи через $\tau_f=0,36$ (768 дней). В этот момент величина пика концентрации $c_m=0,132$, положение пика $X_m=0,6$ (60 м от нагнетательной галереи), объем оторочки $\Omega_s(\tau_f)=X_1(\tau_f)-X_2(\tau_f)=0,31$ (ширина оторочки $b=31$ м). Перед фронтом вытеснения примесь практически отсутствует. Ее концентрация на фронте вытеснения в момент τ_f равна $3 \cdot 10^{-4}$. Передний фронт оторочки достигает добывающей галереи через $\tau_1=0,49$ (1411 дней). В этот момент имеем $c_m=0,098$, положение пика $X_m=0,81$, объем оторочки $\Omega_s=0,36$. Пик оторочки придет на добывающие скважины через $\tau_m=0,603$ (2132 дней), $c_m=0,08$. Момент подхода заднего фронта оторочки $\tau_2=0,689$ (2785 дней).

Отметим, что ввиду уменьшения концентрации в оторочке со временем, начиная с некоторого момента длина оторочки уменьшается, передний и задний фронты оторочки сближаются. В точке траектории движения пика, соответствующей $c_m=0,05$, фронты оторочки пересекутся (фиг. 3). Если в данном примере положить $L=160$ м, то в момент подхода оторочки к добывающим скважинам она «исчезнет».

Вообще, если c_* — минимальная регистрируемая концентрация, определяемая разрешающей способностью прибора, то для момента исчезновения оторочки из (2.2), (3.6) имеем следующее выражение:

$$\tau_* = \frac{Qf(D_m)}{\Omega c_*} \quad (4.3)$$

Для условий изложенного выше численного примера исследовались зависимости скорости движения и степени расплывания оторочки в зависимости от коэффициента диффузии, отношения вязкостей фаз, репрессии на пласт и начальной водонасыщенности.

При изменении коэффициента диффузии D от $2 \cdot 10^{-7}$ до $2 \cdot 10^{-6}$ м²/с значение τ_1 уменьшается от 0,526 (1624 дня) до 0,499 (1460 дней). Объем оторочки Ω_s в этот момент увеличивается от 0,25 (ширина $b=25$ м) до 0,33 ($b=33$ м). При этом значение максимума концентрации $c_m(\tau_1)$ уменьшается от 0,230 до 0,068.

Значение τ_m не изменяется, а максимальная концентрация в этот момент уменьшается от 0,203 до 0,056. Момент прихода тыла оторочки τ_2 уменьшается от 0,673 (2660 дней) до 0,643 (2426 дней). При значении коэффициента диффузии $D=5 \cdot 10^{-6}$ м²/с оторочка не успевает дойти до нагнетательной галереи. В момент $\tau_* = 0,46$ она исчезнет на расстоянии 77 м от нагнетательной галереи.

При изменении значения μ от 0,8 до 6,0 время подхода фронта оторочки к добывающим скважинам τ_1 уменьшается от 0,638 (2368 дней) до 0,486 (1402 дня). Объем оторочки Ω_s в этот момент увеличится от 0,238 до 0,351. Максимальное значение концентрации $c_m(\tau_1)$ при этом увеличивается от 0,06 до 0,1. Момент прихода пика концентрации τ_m уменьшится от 0,731 (3107 дней) до 0,590 (2062 дня). Значение $c_m(\tau_m)$ при этом увеличится от 0,053 до 0,086.

При увеличении начальной водонасыщенности s_0 от 0,1 до 0,3 τ_1 увеличивается от 0,486 (1375 дней) до 0,497 (1453 дня). Величина c_m в этот момент уменьшается от 0,109 до 0,096. Момент прихода пика концентрации τ_m уменьшается от 0,601 (2095 дней) до 0,595 (2078 дней). Значение $c_m(\tau_m)$ уменьшается от 0,088 до 0,080.

При увеличении репрессии на пласт от 5 до 20 МПа τ_1 изменяется от 0,499 (2920 дней) до 0,507 (760 дней). Величина τ_m при этом не меняется, а ее размерное значение уменьшается от 4263 до 1072 дней. При этом $c_m(\tau_m)$ увеличивается от 0,068 до 0,112. При $\Delta p = 2$ МПа оторочка в пласте исчезнет.

Рассмотрим случай, когда до начала вытеснения вода в пласте отсутствует: $s_0 = 0$. Тогда перед фронтом вытеснения примеси нет: $f = 0$, $\xi > D_f$. Из (1.14) получаем условие на разрыве концентрации $\xi = D_f$; $df/d\xi = 0$. График решения приведен на фиг. 2, б. При $0 < \xi < D_f$ решение описывается формулой (4.2). При нахождении константы J по формуле (3.7) внешнее интегрирование производится от нуля до D_f . Максимум концентрации в оторочке достигается на фронте вытеснения.

На фиг. 2, а приведен график решения при начальной водонасыщенности, лежащей в интервале $s_1 < s_0 < s_m$. Распределение насыщенности по пласту описывается формулами (1.7), (1.8). Величина $df/d\xi$ непрерывна. Движение оторочки происходит также за фронтом вытеснения.

Был рассчитан режим этого типа при $s_0 = 0,5$ для условий первого примера. Основные результаты: $\tau_1 = 0,490$ (410 дней), $\tau_m = 0,600$ (2095 дней), $c_m(\tau_m) = 0,082$, $\tau_2 = 0,698$ (2836 дней).

На фиг. 1, б изображен график решения при $s_m < s_0 < s^*$. Его характерные точки обозначены штрихами. Как следует из (3.9), пик концентрации движется впереди фронта вытеснения.

В случае прокачки воды через полностью обводненный пласт $s_0 = s^*$ скорость пика равна скорости фронта вытеснения $1/s^*$ (фиг. 2, в).

5. Радиальная фильтрация. В радиальном случае при $\alpha = 1$ из (2.6) получаем, что течение автоматически при постоянном расходе. Вид решения находится по формулам (3.6), (3.7) при $\alpha = 1$. Устремляя в (3.6) $\xi \rightarrow 0$, получим, что $f(0) = 0$. Концентрация примеси на добывающей скважине равна нулю. Положение максимума концентрации для всех типов решений (1.5)–(1.8) определяется по формулам (3.8), (3.9). Закон изменения максимума имеет вид

$$c_m(t) = f(D_m)Q/U_0t$$

Момент исчезновения оторочки определяется по формуле (4.3).

Был рассчитан численный пример плоскорадиального движения тонкой оторочки для тех же условий, как и в плоскопараллельном случае. Радиус батареи добываю-

щих скважин равен 100 м. Расход $U_0=5 \cdot 10^{-5}$ м²/с. Основные результаты: $\tau_1=0,507$ (369 дней), $\Omega_s(\tau_1)=0,22$, $b(\tau_1)=15$ м, $c_m(\tau_1)=0,147$, $\tau_m=0,603$ (438 дней), $c_m(\tau_m)=-0,124$, $\tau_2=0,689$ (501 день).

При изменении коэффициента диффузии от $0,75 \cdot 10^{-6}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ м²/с τ_1 уменьшается от 0,517 (376 дней) до 0,482 (351 дня), ширина оторочки $b(\tau_1)$ — от 14 до 19 м. Величина τ_m не изменяется, а $c_m(\tau_m)$ убывает от 0,143 до 0,057. Момент прихода тыла оторочки уменьшается от 0,689 (501 дня) до 0,643 (468 дней).

Изменение отношения вязкостей фаз μ от 0,8 до 6,0 приводит к убыванию τ_m от 0,731 (531 день) до 0,578 (420 дней). При этом $c_m(\tau_m)$ увеличивается от 0,088 до 0,131.

При изменении расхода от 10^{-5} до $7,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с величина τ_m не меняется, ее временное выражение уменьшается от 2190 до 292 дней. Величина максимальной концентрации в этот момент $c_m(\tau_m)$ возрастает от 0,057 до 0,151.

6. Некоторые обобщения. Аналогично рассматриваются задачи контроля за химическим заводнением нефтяного пласта с помощью меченой жидкости: при вытеснении нефти раствором активной примеси закачка нейтральной примеси производится с первой порцией закачиваемого раствора. При этом в уравнение (2.1) подставляется автомодельное решение $s(X/\tau)$ задачи вытеснения нефти раствором активной примеси [10].

Для учета сорбции нейтральной примеси и ее растворимости в нефти член cs в уравнении (2.1), отражающий содержание примеси в единичном объеме пористой среды, заменяется на $cs+Kc(1-s)+\Gamma c$ (Γ — константа Генри, K — константа распределения). Задача о динамике тонкой оторочки нейтральной примеси в двухфазном потоке с учетом диффузии при этом решается аналогично.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бедриковецкий П. Г., Каневская Р. Д., Лурье М. В. Эффекты сжимаемости при вытеснении воды и нефти газом // Докл. АН СССР. 1984. Т. 276. № 2. С. 319–324.
2. Соколовский Э. В., Соловьев Г. Б., Тренчиков Ю. И. Индикаторные методы изучения нефтегазоносных пластов. М.: Недра. 1986. 156 с.
3. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра. 1984. 232 с.
4. Бедриковецкий П. Г. Вытеснение нефти оторочками растворов активных примесей // Докл. АН СССР. 1982. Т. 262. № 1. С. 49–53.
5. Ентов В. М., Зазовский А. Ф. О динамике вытеснения нефти тонкой оторочкой раствора активной примеси // Тр. Моск. ин-та нефтехим. и газ. пром-сти. 1985. Вып. 181. С. 32–52.
6. Чарный И. А. Подземная гидрогазодинамика. М.: Гостоптехиздат. 1963. 396 с.
7. Марон В. И. Автомодельное решение задачи Баклея — Леверетта // Нефтегазовая и подземная гидрогазодинамика. М.: Недра. 1969. С. 45–50.
8. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеопиздат 1982. 255 с.
9. Филинов М. В. Вытеснение одной жидкостью другой жидкостью с образованием зоны двухфазного течения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 165–170.
10. Ентов В. М. Физико-химическая гидродинамика процессов в пористых средах: Математические модели методов повышения нефтеотдачи пластов: Препринт № 161. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1980. 63 с.

Москва

Поступила в редакцию
30.XII.1986