

УДК 532.546

© 1991 г.

**В. С. НУСТРОВ, А. В. ПЛАСТИНИН**

**К ЗАДАЧЕ О ДВИЖЕНИИ ФРОНТА СМЫКАНИЯ ТРЕЩИН  
В УПРУГОМ ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТОМ КОЛЛЕКТОРЕ**

Для процессов фильтрации жидкости и газа в трещиноватых коллекторах характерна сильная зависимость эффективных характеристик от напряженного состояния среды и давления жидкости [1]. Вследствие этого снижение забойного давления может привести к возникновению вблизи скважины зоны с закрытыми трещинами [2, 3]. Впервые задача о движении фронта смыкания трещин рассматривалась в [4], при этом использовалось одно уравнение фильтрации для функции Лейбензона с различными параметрами пласта до и после смыкания трещин. В данной работе выполнен квазистационарный анализ этой задачи в рамках модификации [5] модели взаимопроникающих континуумов [6]. В стационарном случае фронт смыкания трещин, как правило, расположен вблизи скважины на удалении порядка отношения проницаемостей блоков и трещин [7].

1. Процесс фильтрации жидкости в упругой трещиновато-пористой среде в условиях всестороннего равномерного сжатия с напряжением  $\sigma$  описывается в безразмерной форме уравнениями [5]

$$a \frac{\partial p_1}{\partial t} = g \nabla (p_1^3 \nabla p_1) + p_2 - p_1, \quad \frac{\partial p_2}{\partial t} = \varepsilon g \Delta p_2 - p_2 + p_1 \quad (1.1)$$

$$p = (\alpha - \sigma) / (\alpha^\circ - \sigma), \quad a = m_1^\circ [m_2^\circ (\alpha^\circ - \sigma) (\beta_m + \beta_p)]^{-1}$$

$$g = \kappa_1 \tau / L^2, \quad \varepsilon = k_2^\circ / k_1^\circ \ll 1$$

Здесь  $\alpha, p$  — размерное и безразмерное давления жидкости;  $\alpha^\circ$  — начальное пластовое давление;  $m^\circ$  и  $k^\circ$  — пористость и проницаемость при давлении  $\alpha^\circ$ ;  $\beta_m$  и  $\beta_p$  — коэффициенты объемной упругости блоков и жидкости;  $\kappa$  — пьезопроводность при максимальной проницаемости  $k^\circ$ ;  $\tau$  и  $L$  — характерные значения времени и длины, принятые за соответствующие масштабы; индексы 1, 2 относятся к трещинам и блокам. Для конечного пласта  $L$  — размер месторождения или половина расстояния между соседними скважинами; для одиночной скважины в бесконечной области  $L = (\kappa_1 \tau)^{1/2}$  и  $g = 1$ . Параметр  $a$  представляет собой отношение коэффициентов упругости трещин и блоков и может быть любого порядка.

Уравнениями (1.1) описывается также фильтрация в среде, все трещины которой расположены в одной плоскости, в этом случае  $\sigma$  — сжимающее напряжение, нормальное к этой плоскости.

Система (1.1) имеет смысл только при  $\alpha > \sigma$ , следовательно,  $0 < p \leq 1$ . При  $\alpha \leq \sigma$  существует прилегающая к скважине область закрытых трещин, где фильтрация жидкости происходит только по блокам в соответствии с уравнением

$$\partial p_2^- / \partial t = \varepsilon g \Delta p_2^- \quad (1.2)$$

На границе этой области  $\xi = \xi_*(t)$  выполняются условия сопряжения [8] решений (1.1) и (1.2)

$$\begin{aligned}
 p_1=0, \quad p_2^- = p_2^+, \quad \frac{\partial p_2^-}{\partial \xi} = \frac{\partial p_2^+}{\partial \xi} \\
 p_1^3 \frac{\partial p_1}{\partial \xi} = 0, \quad \xi = \frac{x}{L}
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

Здесь  $x$  — размерная координата в случае галереи (для скважины размерная координата  $r$ ), верхние индексы «минус» и «плюс» используются для давления жидкости в блоках в зоне закрытых и открытых трещин. В (1.3) условия с производными означают равенство потоков по блокам и нулевой поток по трещинам. В дальнейшем рассматривается одномерная фильтрация, проницаемость блоков предполагается постоянной во всей области фильтрации  $k_2^{\circ} = k_2$ , для значений функций на фронте смыкания трещин используется нижний индекс «звездочка».

2. Элементарный закон движения фронта  $\xi_* \sim t^{1/2}$  можно получить следующим образом. Пренебрегая потоком по блокам в зоне открытых трещин, запишем на фронте условие баланса массы

$$m_1^{\circ} dx_* / d\omega = (k_2 / \mu) (\partial \alpha_2^- / \partial x)_* \tag{2.1}$$

где  $\omega$  — размерное время,  $\mu$  — вязкость жидкости. Физически условие (2.1) означает, что трещины закрываются скачком и высвободившийся объем жидкости фильтруется к скважине через блоки.

Сравним характерные времена процесса. О скорости движения фронта смыкания трещин в литературе нет сведений, за исключением расчетов в [4], где время прохождения фронтом конкретных месторождений оценивалось годами. Согласно экспериментальным и теоретическим исследованиям [1, 9], время  $\tau$  релаксации полей давления изменяется от нескольких минут до нескольких часов. Учитывая это, будем предполагать, что фронт смыкания трещин движется достаточно медленно, так что давления в трещинах и блоках перед фронтом успевают выровняться

$$\alpha_1 = \alpha_2^+, \quad p_1 = p_2^+ \tag{2.2}$$

В некоторой степени предположение (2.2) оправдано тем, что оно следует из (1.1) в стационарном случае при  $\epsilon = 0$ . Кроме того, численное решение различных краевых задач для системы (1.1) (примеры приведены в [10]) показало, что давления в трещинах и блоках различаются, как правило, незначительно для  $\omega \gg \tau$ . О естественности предположения (2.2) свидетельствуют и результаты сопоставления характерных значений времени выхода пласта на регулярный режим и времени перемещения изобары [4].

На основании (2.2) и (1.3) имеем  $(\alpha_2^-)_* \approx \sigma$  и квазистационарное решение уравнения (1.2) для постоянного забойного давления  $\alpha_0$  на галерее имеет вид

$$\alpha_2^- = \alpha_0 + (\sigma - \alpha_0) x / x_* \tag{2.3}$$

Из (2.1) с учетом (2.3) находим закон движения фронта

$$x_*^2 = 2k_2 (\sigma - \alpha_0) \omega (\mu m_1^{\circ})^{-1} \tag{2.4}$$

или в безразмерном виде

$$\xi^2 = bt, \quad b = 2k_2 (\sigma - \alpha_0) \tau (\mu m_1^{\circ} L^2)^{-1} \tag{2.5}$$

В момент времени  $t = T$ , когда  $\xi_*(T) = 1$ , коллектор обычно пористый. Из (2.5) находим

$$T = 1/b \tag{2.6}$$

Для скважины при фиксированном объемном дебите  $Q$  аналоги формул (2.4)–(2.6) имеют вид

$$r_*^2 - r_0^2 = Q\omega (\pi h m_1^\circ)^{-1}, \quad \xi_*^2 - \xi_0^2 = cqt \quad (2.7)$$

$$c = 2k_2(\alpha^\circ - \sigma)\tau (\mu m_1^\circ L^2)^{-1}, \quad T = (cq)^{-1} \quad (2.8)$$

$$q = \varepsilon (\xi \partial p_2^- / \partial \xi)_0 = \mu Q [2\pi h k_1^\circ (\alpha^\circ - \sigma)]^{-1}$$

Здесь  $q$  – безразмерный дебит,  $h$  – мощность пласта,  $\tau_0$  и  $\xi_0$  – размерный и безразмерный радиусы скважины.

Проанализируем полученные зависимости на примере (2.4). Меньшей начальной пористости трещин  $m_1^\circ$  соответствует меньший объем жидкости, выделяющийся при смыкании трещин. Этот объем пропускается блоками тем быстрее, чем больше их проницаемость  $k_2$ . Вследствие этого скорость движения фронта смыкания трещин увеличивается с ростом отношения  $k_2/m_1^\circ$ . Рост разности  $\sigma - \alpha_0$  означает, в частности при фиксированных значениях  $\sigma$  и  $p^\circ$ , увеличение депрессии. В случае скважины проницаемость блоков входит в выражение для дебита  $Q$  в (2.7). Следовательно, зависимости (2.4)–(2.8) качественно верно отражают влияние исходных параметров на движение фронта. С учетом известных интервалов изменения этих параметров можно оценить коэффициенты  $b \ll 1$ ,  $cq \ll 1$ . Отсюда следует, что при временах  $t \ll 1$  ( $\omega \ll \tau$ ) радиус зоны закрытых трещин много меньше характерного размера  $L$ .

Для иллюстрации приведем пример. При значениях  $m_1^\circ = 10^{-3}$ ,  $\tau = 3600$  с,  $h = 10$  м и массовом дебите 50–150 т/сут, что соответствует  $q = (0,6 - 1,8) \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с, фронт смыкания трещин проходит расстояние  $L = 500$  м соответственно за время  $t \approx (1,2 - 0,4) \cdot 10^7$  с  $\approx 150 - 50$  сут.

По методу последовательной смены стационарных состояний распределение давления, например для галерей, можно описать выражениями

$$p_1^+ = (p_2^+)^+ = (x - x_*) / (1 - x_*), \quad p_2^- = p_0 (x_* - x) / x_*$$

что приводит к бесконечно большому потоку по блокам на фронте  $x = x_*$ . Противоречие, однако, устраняется при введении пограничного слоя [8].

3. Пусть пласт работает на истощение при забойном давлении на скважине  $p_0 < 0$  ( $\alpha_0 < \sigma$ ).

Для рассматриваемой модели локальные пористость и проницаемость трещин изменяются по законам [5]

$$m_1 = m_1^\circ p_1, \quad k_1 = k_1^\circ p_1^3 d\alpha_1 / dr \quad (3.1)$$

Вводя средние давления

$$\langle p_i \rangle = (\langle \alpha_i \rangle - \sigma) (\alpha^\circ - \sigma)^{-1}$$

и используя выражения (3.1) для усредненных пористости и проницаемости, запишем условие материального баланса

$$m_1^\circ \langle p_1 \rangle [1 + \beta_p (\langle \alpha_1 \rangle - \alpha^\circ)] (1 - \xi_*^2) + m_2^\circ [1 + \beta_p (\langle \alpha_2 \rangle - \alpha^\circ)] \times \\ \times [1 + \beta_m (\langle \alpha_2 \rangle - \alpha^\circ)] + \gamma^{-1} \int_0^1 Q dt = m_1^\circ + m_2^\circ, \quad \gamma = \pi L^2 h \quad (3.2)$$

Дифференцируя (3.2) по времени и удерживая старшие члены, получим с учетом выражений параметров  $a$  в (1.1) и  $c$  в (2.8) уравнение

$$(1 - \xi_*^2) \frac{d\langle p_1 \rangle}{dt} - \langle p_1 \rangle \frac{d\xi_*^2}{dt} + \frac{1}{a} \frac{d\langle p_2 \rangle}{dt} + cq = 0 \quad (3.3)$$

С ростом  $\xi_* \leq 1$  значение первого слагаемого в (3.3) уменьшается и на движение фронта смыкания трещин все большее влияние оказывают блоки (третье слагаемое).

В дополнение к уравнению (3.3) запишем аналоги формулы Дюпюи для рассматриваемой модели, полученные в [7]

$$p_{2*} - p_0 = q \ln(\xi_*/\xi_0) \quad (3.4)$$

$$p_0 - p_{2k} - p_{1k}^4/(4\varepsilon) = q \ln \xi_0$$

где  $p_{1k}, p_{2k}$  — контурные давления в трещинах и блоках.

При совместном использовании уравнений (3.3), (3.4) необходимо в (3.3) перейти к контурным давлениям, полагая  $\langle p_i \rangle \approx p_{ik}$ . Проверка этого предположения, широко используемого для пористого коллектора, была выполнена стандартным образом с использованием стационарных решений уравнений (1.1), (1.2). По результатам численных расчетов  $0,85 < \langle \langle p_i \rangle / p_{ik} \rangle < 1$ .

Система уравнений (3.3), (3.4) — незамкнутая относительно неизвестных  $p_{1k}, p_{2k}, \xi_*$  и  $p_0$  (или  $q$ ). При попытке дополнить эту систему, привлекая уравнения (1.1), процедура расчета резко усложняется и дальнейший квазистационарный анализ задачи становится нерациональным. Поэтому, оставаясь в рамках развиваемого элементарного подхода, аналогично разд. 2 будем предполагать

$$p_{1k} \approx p_{2k} = p_k, \quad p_{2*} \approx 0.$$

Запишем окончательно полученные уравнения

$$\begin{aligned} [1 + a(1 - \xi_*^2)] \frac{dp_k}{dt} - ap_k \frac{d\xi_*^2}{dt} + acq = 0 \\ -p_0 = q \ln \frac{\xi_*}{\xi_0}, \quad p_0 - p_k - \frac{p_k^4}{4\varepsilon} = q \ln \xi_0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Из (3.5) находим

$$q = -p_0 \left[ \ln \left( \frac{\xi_*}{\xi_0} \right) \right]^{-1}, \quad \xi_* = \xi_0^\delta, \quad \delta = 1 + p_0 [p_k^4/(4\varepsilon) + p_k - p_0]^{-1} \quad (3.6)$$

В (3.6)  $p_0 < 0$  и параметр  $\delta$  убывает от единицы до нуля, что соответствует движению фронта  $\xi_0 \leq \xi_* \leq 1$ .

Первое уравнение в (3.5) с учетом (3.6) принимает вид

$$dp_k/dt = F(p_k) \quad (3.7)$$

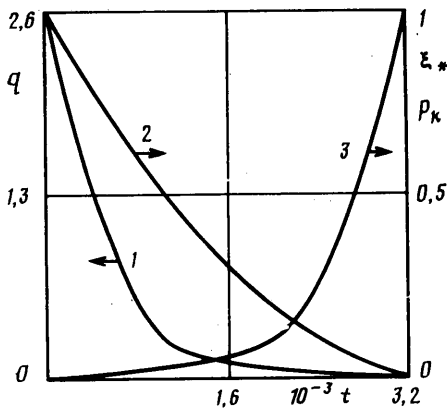
$$F(p_k) = -acq [1 + a(1 - \xi_*^2) - 2ap_k \xi_* (d\delta/dp_k) \ln \delta]^{-1}$$

Контурное давление снижается со временем согласно (3.7), поскольку из (3.6) следует  $(d\delta/dp_k) > 0$ , откуда  $F(p_k) < 0$ . Принимая  $p_k(0) = 1$ , определяем из (3.6) начальные условия

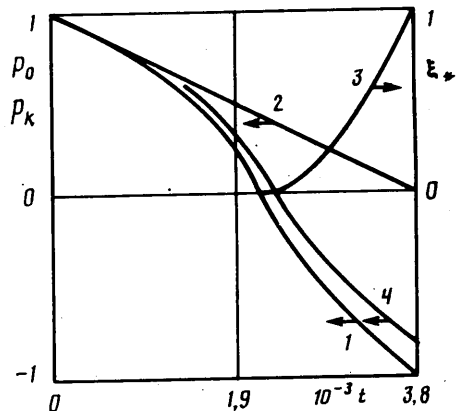
$$q(0) \approx [p_0 - (4\varepsilon)^{-1}] / \ln \xi_0, \quad \xi_*(0) = \xi_0 \exp[-p_0/q(0)] \quad (3.8)$$

Таким образом, решение задачи при фиксированном забойном давлении описывается формулами (3.6) — (3.8). Заметим, что решение уравнения (3.7) имеет асимптотики: при  $\xi_* \ll 1$   $p_k \approx 1 - acqt/(1+a)$ , при  $\xi_* \approx 1$   $p_k \approx 1 - acqt$ .

На фиг. 1 приведен пример расчета ( $1 - q, 2 - p_k, 3 - \xi_*$ ) для следующих значений параметров:  $\alpha^\circ - \sigma = 20$  МПа  $k_2 = 2 \cdot 10^{-14}$  м<sup>2</sup>,  $\tau = 3600$  с,  $\mu = 10^{-4}$  Па · с,  $m_1^\circ = 10^{-3}$ ,  $L = 10^3$  м,  $r_0 = 10^{-1}$  м,  $a = 10^{-1}$ ,  $\varepsilon = 10^{-2}$ ,  $p_0 = -1$ . Дви-



Фиг. 1



Фиг. 2

жение фронта смыкания трещин и падение дебита происходят неравномерно. Отрезок горизонтальной оси на фиг. 1 отвечает  $\omega \approx 140$  сут.

Пусть задан теперь постоянный дебит скважины  $q$ . На первом этапе процесса истощения давление на скважине  $p_0(t) > 0$  снижается и зоны закрытых трещин нет. В этом случае вместо (3.5) выполняются уравнения

$$(1+a) \frac{dp_k}{dt} + acq = 0, \quad p_0 - p_k - (4\epsilon)^{-1} (p_k^4 - p_0^4) = q \ln \xi_0 \quad (3.9)$$

Интегрируя первое уравнение (3.9), находим

$$p_k = 1 - acqt / (1+a) \quad (3.10)$$

Функция  $p_0(t)$  рассчитывается численно из второго уравнения в (3.9) с учетом (3.10). В некоторый момент времени  $t=u$  давление на скважине  $p_0(u) = 0$  и возникает зона закрытых трещин. Интегрируя при  $t \geq u$  первое уравнение в (3.5) с начальными условиями

$$p_k(u) = 1 - acqu / (1+a), \quad \xi_*(0) = \xi_0$$

находим

$$[1 + a(1 - \xi_*^2)] p_k + acqt \approx 1 + a \quad (3.11)$$

Функции  $p_0(t)$ ,  $p_k(t)$ ,  $\xi_*(t)$  находятся из второго и третьего уравнений в (3.5) и уравнения (3.11). Из (3.11) время прохождения фронта до границы пласта

$$T = (1+a) / (acq)$$

тем больше по сравнению с указанным в (2.8) значением  $T$ , чем меньше параметр  $a$ , что соответствует более быстрой фильтрации.

В случае фиксированного дебита скважины процедура расчета на первом этапе может быть упрощена следующим образом. При отсутствии зоны закрытых трещин можно пренебречь потоком по блокам  $p_k - p_0$  во втором уравнении (3.9) по сравнению с потоком по трещинам. Следовательно,

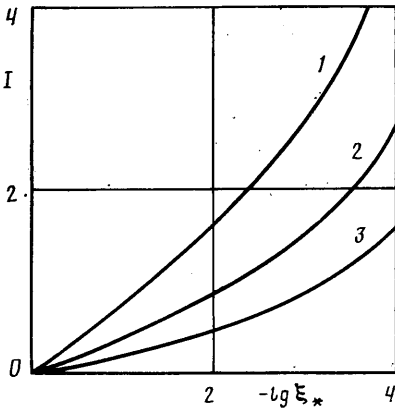
$$p_0^4 \approx p_k^4 + 4\epsilon q \ln \xi_0$$

где функция  $p_k(t)$  имеет выражение (3.10). В момент  $t=u$  имеем

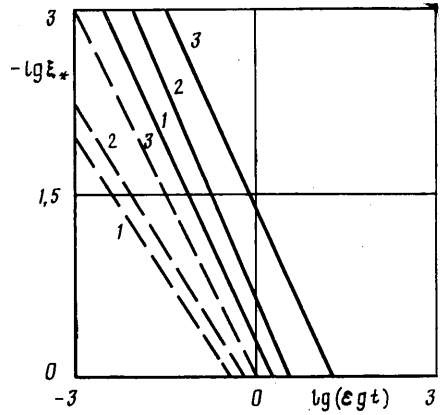
$$p_k^4(u) \approx -4\epsilon q \ln \xi_0$$

отсюда с учетом (3.10) получаем

$$u \approx (1+a) [1 - (4\epsilon q |\ln \xi_0|)^{1/4}] (acq)^{-1}$$



Фиг. 3



Фиг. 4

Для  $t > u$  порядок расчета изложен выше. Заметим, что в третьем уравнении (3.5) теперь учитывается поток по блокам. В этом случае два последних уравнения в (3.5) будут согласованы в момент  $t=T$ , поскольку из них находим одно и то же значение давления на скважине  $p_0(T) = q \ln \xi_0$ .

Пример расчета для  $q=0,01$  представлен на фиг. 2 ( $1 - p_0$ ,  $2 - p_h$ ,  $3 - \xi_*$ ). Отрезок горизонтальной оси отвечает  $\omega \approx 160$  сут, фронт смыкания трещин возникает на скважине при  $\omega \approx 90$  сут. При учете для  $t \leq u$  потока по блокам забойное давление снижается медленнее (кривая 4).

4. Условие (2.1) на фронте  $x_*(\omega)$ , очевидно, равносильно уравнению

$$(\partial p_1^+ / \partial \xi)_* = \varepsilon (\partial p_2^- / \partial \xi)_* \quad (4.1)$$

Для граничных условий в случае галереи

$$\begin{aligned} \xi = 0, p_2^- = p_0 < 0; \xi = \xi_*, p_1 = p_2^- = p_2^+ = 0 \\ \xi = 1, \partial p_1^+ / \partial \xi = \partial p_2^+ / \partial \xi = 0 \end{aligned}$$

с учетом (4.1) процесс фильтрации приближенно описывается выражениями

$$\begin{aligned} p_1^+ = (p_2^+)^+ = \varepsilon p_0 (2\xi_* - \xi_*^2 - 2\xi + \xi^2) [2\xi_* (1 - \xi_*)]^{-1} \\ p_2^- = p_0 (1 - \xi / \xi_*) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Уравнение для фронта смыкания трещин можно получить или из условия материального баланса (разд. 3), или интегрируя уравнения (1.1), (1.2) по соответствующим зонам с использованием функций (4.2) и складывая затем найденные выражения. Опуская выкладки, приведем окончательный результат

$$\varepsilon gt = \psi(\xi_*), \quad \psi(\xi_*) = \xi_*^2 / 4 + (1+a) \varphi(\xi_*) / p_0 \quad (4.3)$$

$$\varphi(\xi_*) = \xi_* I(\xi_*) - \int_0^{\xi_*} I(\eta) d\eta, \quad I(\xi_*) = \int_{\xi_*}^1 p_1 d\xi$$

Интеграл  $I(\xi_*)$  убывает с ростом  $\xi_*$  (фиг. 3; кривые 1-3 отвечают  $p_0 = -10, -1, -0,1$ ). Из сравнения соответствующих площадей на фиг. 3 следует, что первое слагаемое в  $\varphi(\xi_*)$  не превосходит второе, поэтому функция  $\varphi(\xi_*) \leq 0$  — монотонно убывающая. Следовательно, функция  $\psi(\xi_*) \geq 0$  — монотонно возрастающая.

Согласно (4.3), движение фронта смыкания трещин замедляется с ростом параметра  $a$  и при снижении  $|p_0|$ , что связано с замедлением фильтрации жидкости (фиг. 4, прямые 1-3 отвечают  $a=0,1; 1, 10$ , сплошные

Линии соответствуют  $p_0 = -0,1$ ; штриховые —  $p_0 = -10$ ).

В размерном виде зависимость (4.3) имеет вид

$$\kappa_2 \omega / L^2 = \psi(\xi_*)$$

отсюда для времени прохождения фронта до границы пласта получаем формулу

$$\Omega = L^2 \psi(1) / \kappa_2$$

Для достаточно малых значений  $(1+a)|p_0|^{-1}$  в (4.3)  $\psi(\xi_*) \approx \xi_*^2/4$ , поскольку в интеграл  $I$  входит множитель  $\varepsilon^{1/4}$ . В этом случае  $\Omega \approx L^2/(4\kappa_2)$ .

Практически пьезопроводность блоков  $\kappa_2 \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  м<sup>2</sup>/с. При  $\kappa_2 = 10^{-2}$  м<sup>2</sup>/с, например, время  $\Omega$  прохождения фронтом расстояния  $L = 1000$  м составляет 250 сут.

Как следует из (4.2), дебит галереи  $q = \varepsilon |p_0| \xi_*^{-1}$  убывает с ростом  $\xi_*$ .

Для скважины при заданном дебите  $q$  вместо (4.2) получаем выражения

$$p_1^4 = (p_2^+)^4 = q \left[ \xi - \xi_* + \ln \frac{\xi}{\xi_*} \right] (\xi_* - 1)^{-1}, \quad p_2^- = \frac{q}{\varepsilon} \ln \frac{\xi}{\xi_*}$$

Функция  $\psi(\xi_*)$  в (4.3) имеет вид

$$\psi(\xi_*) = \xi_*^2/4 + \varepsilon(1+a)\varphi(\xi_*)/q$$

$$\varphi(\xi_*) = I(0) - I(\xi_*), \quad I(\xi_*) = \int_{\xi_*}^1 \xi p_1 d\xi$$

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М.: Недра, 1970. 335 с.
2. Справочное руководство по проектированию разработки и эксплуатации нефтяных месторождений. Добыча нефти/Под ред. Ш. К. Гиматудинова. М.: Недра, 1983. 455 с.
3. Вадецкий Ю. В., Обморышев К. М., Окунь Б. И. Испытание трещинных коллекторов в процессе бурения. М.: Недра, 1976. 157 с.
4. Алишаев М. Г., Хайрединов Н. Ш. Об истощении упругого запаса запечатанного трещиновато-пористого пласта с аномально высоким пластовым давлением // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 6. С. 78–83.
5. Буевич Ю. А. Структурно-механические свойства и фильтрация в упругом трещиновато-пористом материале // Инж.-физ. журн. 1984. Т. 46. № 4. С. 593–600.
6. Баренблатт Г. И., Енгов В. М., Рыжик В. М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. М.: Недра, 1972. 288 с.
7. Вернер И. М., Нустров В. С. Влияние сжимаемости трещин на форму индикаторных диаграмм скважин в трещиновато-пористых пластах // Изв. вузов. Нефть и газ. 1987. № 11. С. 31–34.
8. Буевич Ю. А., Нустров В. С. О нелинейной фильтрации в трещиновато-пористых материалах // Инж.-физ. журн. 1985. Т. 48. № 6. С. 943–950.
9. Майдебор В. Н. Особенности разработки нефтяных месторождений с трещиноватыми коллекторами. М.: Недра, 1980. 288 с.
10. Нустров В. С. Некоторые задачи фильтрации жидкости в упругих трещиновато-пористых коллекторах // Инж.-физ. журн. 1987. Т. 53. № 6. С. 994–1000.

Свердловск

Поступила в редакцию  
6.VII.1990