

УДК 622

DOI: 10.21209/2308-8761-2019-14-3-12-23

Владимир Александрович Толпаев¹,
доктор физико-математических наук, профессор,
Ставропольский филиал ООО «Газпром проектирование»
(355000, Россия, г. Ставрополь, ул. Ленина, 419),
e-mail: TolpaevVA@scnipigaz.ru

Мария Александровна Бондаренко²,
кандидат технических наук, АО «СевКавНИПИгаз»
(355000, Россия, г. Ставрополь, ул. Ленина, 419),
e-mail: BondarenkoMA@scnipigaz.ru

Владимир Викторович Захаров³,
кандидат физико-математических наук, доцент,
Ставропольский государственный аграрный университет
(355017, г. Ставрополь, пер. Зоотехнический, 12),
e-mail: vvakharov@mail.ru

Александр Михайлович Кравцов⁴,
кандидат физико-математических наук,
Ставропольский филиал ООО «Газпром проектирование»
(355000, Россия, г. Ставрополь, ул. Ленина, 419),
e-mail: KravcovAM@scnipiaz.ru

Мушег Тигранович Петросянц⁵,
младший научный сотрудник,
Ставропольский филиал ООО «Газпром проектирование»
(355000, Россия, г. Ставрополь, ул. Ленина, 419),
e-mail: PetrosyancMT@scnipigaz.ru

Прикладная модель фильтрации сжимаемой жидкости к скважине в пористой среде

Предложен прикладной закон фильтрации с кинематической поправкой для сжимаемого флюида, фильтрующегося в пористой среде. В приближении плоской волны получены в замкнутом виде асимптотические решения уравнений фильтрации по закону Дарси и по уточнённому закону с кинематической поправкой. Получены оценки для размеров области фильтрации. Приведены иллюстрации с графиками распределений давлений и плотности потока упругой энергии в потоке сжимаемого флюида. Приведены расчётные оценки размеров области фильтрации для практического примера.

¹В. А. Толпаев – организатор исследования.

²М. А. Бондаренко – систематизирует материалы исследования.

³В. В. Захаров – систематизирует материалы исследования.

⁴А. М. Кравцов систематизирует материалы исследования, оформляет статью.

⁵М. Т. Петросянц формулирует выводы и обобщает итоги реализации коллективного исследования.

Ключевые слова: фильтрация жидкости, закон фильтрации, плотность упругой энергии, плоскорадиальный поток

В отсутствие массовых сил медленные течения жидкостей и газов (флюидов) в пористых средах описываются законом фильтрации вида [1]

$$\nabla p = -\Phi(|w|) \frac{w}{|w|}, w \neq 0,$$

где p – давление в фильтрационном потоке, w – скорость фильтрации, Φ – заданная неотрицательная функция фильтрационного закона. В слабо пористых средах, например в глинах, принимают Φ линейной функцией скорости и закон фильтрации представляется так:

$$\begin{cases} \nabla p = -\left(\frac{\eta}{k} |w| + G\right) \frac{w}{|w|}, w \neq 0, \\ |\nabla p| < G, w = 0. \end{cases}$$

Здесь η – кинематическая вязкость флюида, k – проницаемость пористой среды, G – абсолютная величина начального градиента давления, при котором начинается фильтрационный процесс. Если принять $G = 0$, то получим в качестве частного случая закон фильтрации Дарси

$$\nabla p = -\frac{\eta}{k} w.$$

Вместе с тем, очевидно, в законах фильтрации должны присутствовать и кинематические слагаемые. Это можно обосновать формулой, применяемой в термодинамике для оценки скорости истечения сжимаемого флюида в случае адиабатического расширения [2, с. 97]

$$c_2 = \sqrt{\frac{2\gamma p_1 v_1}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)}. \quad (1)$$

Здесь флюид расширяется от состояния, характеризуемого нулевой скоростью $c_1 = 0$ поступательного движения, давлением и удельным объёмом $p_1 v_1$ до противодавления p_2 , ускоряясь до скорости поступательного движения c_2 , γ – показатель адиабаты расширения. Здесь удельный объём v связан с плотностью флюида соотношением $\rho v = 1$. Для адиабатического процесса расширения флюида справедливо уравнение состояния

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^\gamma. \quad (2)$$

В условиях высоких скоростей фильтрации и высоких давлений вязкость начинает играть меньшую роль, при этом начинает проявляться влияние кинематических эффектов. Если рассматривать (1) как закон течения, то такой закон допускает развитие в потоке сжимаемого флюида слабых ударных волн [3]. Возникновение ударных волн в потоке флюида и диффузионное размывание их фронтов – два конкурирующих процесса, определяющих течение флюида в ПС. При низких скоростях

движения флюида кинематические эффекты оказывают существенно меньшее влияние на течение по сравнению с диффузионными эффектами, например, вследствие низкой пьезопроводности ПС. В этом случае для описания используется уравнение фильтрации вида [4]

$$\frac{k}{\eta} \Delta P = \frac{\partial(\rho m)}{\partial t}, \quad (3)$$

где P – функция Лейбензона для идеального газа, которая имеет вид

$$P = \frac{\rho_1 p^2}{p_1 2},$$

Δ – оператор Лапласа, k – проницаемость, m – пористость пород слагающих ПС, ρ – плотность, η – кинематическая вязкость сжимаемого флюида в поровом пространстве ПС. Закон фильтрации Дарси в принятых обозначениях имеет вид

$$w = -\frac{k}{\eta} \frac{\partial p}{\partial r}.$$

Построим для уравнения (3) решение в приближении плоской волны. Для этого рассмотрим асимптотику решений уравнения (3) вдали от забоя скважины, ось которой связана с центром цилиндрических координат, при $r = R$, $R \gg 1$. Уравнение (3) для плоскорадиального потока флюида к скважине в полярной системе координат, связанной с исходной цилиндрической системой координат, с учётом уравнения состояния идеального газа (2) при $\gamma = 1$, примет вид

$$\kappa \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) P(r, t)^2 = \frac{\partial}{\partial t} P(r, t), \quad (4)$$

где $\kappa = kp_1/(2\eta m)$ – коэффициент пьезопроводности ПС, $P(r, t) = p(r, t)/p_1$ – приведённое давление, p_1 – давление флюида, отнесенное к пластовому давлению. При $r \approx R$ уравнение можно приблизить уравнением с постоянными коэффициентами, зафиксировав r

$$\kappa \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \right) P(r, t)^2 = \frac{\partial}{\partial t} P(r, t). \quad (5)$$

Представим решение уравнения (5) в виде плоской волны

$$P(r, t) = f(X), \quad X = r - Ut, \quad (6)$$

где U – скорость волны давления. Для операторов дифференцирования справедливы соотношения

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{d}{dX}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = -U \frac{d}{dX}. \quad (7)$$

Проинтегрируем (5) один раз. Отсюда, принимая во внимание представления (6) и связь дифференциальных операторов (7), получим

$$\kappa \left(\frac{d}{dX} + \frac{1}{R} \right) f(X)^2 = C - U f(X). \quad (8)$$

Здесь константа интегрирования C и скорость U подлежат определению из условий для давления на забое и на бесконечности:

$$f(X) \longrightarrow \sigma, X \longrightarrow -\infty \text{ и } f(X) \longrightarrow 1, X \longrightarrow +\infty, \quad (9)$$

где $\sigma = p_2/p_1$.

Условия (9) позволяют записать систему линейных алгебраических уравнений для определения постоянных

$$\begin{cases} C - U = \frac{\kappa}{R}, \\ C - U\sigma = \frac{\kappa}{R}\sigma^2. \end{cases} \quad (10)$$

Из (10) найдём выражения для C и U

$$C = -\frac{\kappa\sigma}{R}, \quad U = \frac{\kappa}{R}(1 + \sigma). \quad (11)$$

Проинтегрируем (8) ещё один раз. Тогда, учитывая найденные выражения (11), получим

$$(1 - \sigma) \frac{X - X_0}{2R} = \ln \left(\frac{(f(X) - \sigma)^\sigma}{1 - f(X)} \right). \quad (12)$$

Здесь X_0 – константа интегрирования, определяющая относительное положение фронта волны. На рис. 1 приведены графики зависимости нормированного давления $P = f(X)$ от безразмерной координаты $\xi = (1 - \sigma)(X - X_0)/(2R)$.

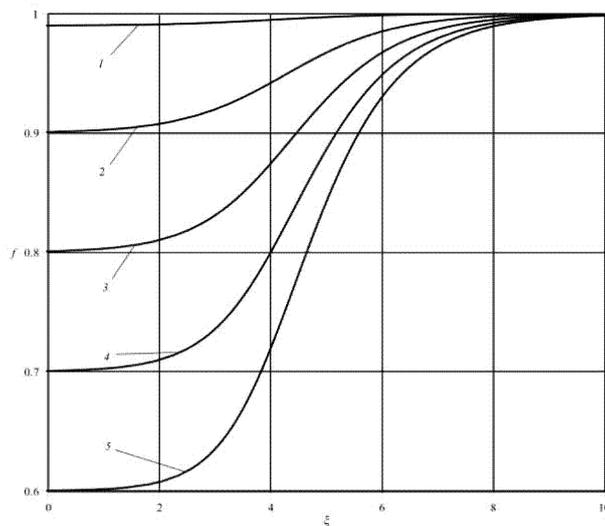


Рис. 1. Графики зависимости приведённого давления сжимаемого флюида от радиальной координаты, линиям 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значения $\sigma = 0.99, 0.9, 0.8, 0.7, 0.6$

Fig. 1. Plots of reduced pressure of compressible fluid on the radial coordinate, lines 1, 2, 3, 4, 5 the values of $\sigma = 0.99, 0.9, 0.8, 0.7, 0.6$ correspond

На рис. 1 заметно увеличение крутизны фронта давления с увеличением разницы давлений на забое скважины и в ПС. При малых значениях σ профиль волны имеет вид «ступеньки».

Расстояние от скважины до границы области, в которой происходит фильтрация флюида, можно найти в рамках решения задачи фильтрации в классической постановке с неизвестной границей области типа задачи Стефана [6]. В данной работе для определения относительного положения «ступеньки» воспользуемся соотношениями для потока упругой энергии. Движение сжимаемого флюида в ПС осуществляется в основном за счёт потери им части упругой энергии. Поток упругой энергии задаётся вектором Умова Пойнтинга [5]

$$\mathbf{E}_i = -\sigma_{ij}\mathbf{w}_j. \quad (13)$$

Здесь \mathbf{E}_i – компоненты вектора потока упругой энергии, σ_{ij} – компоненты тензора упругих напряжений, \mathbf{w}_j – компоненты вектора скорости, по индексу j идёт суммирование. В рассматриваемом случае тензор напряжений является шаровым с компонентами, равными давлению флюида; из компонент скорости присутствует только радиальная компонента. Выражение для потока упругой энергии упрощается, при этом для радиальной компоненты потока получим соотношение

$$\mathbf{E}_r = -pw. \quad (14)$$

С учётом фильтрационного закона Дарси и введённой нормировки давления выражение для радиальной компоненты потока упругой энергии перепишем в виде

$$\mathbf{E}_r = \frac{\kappa p_1}{2} \frac{\partial}{\partial r} P^2. \quad (15)$$

Отсюда, принимая во внимание уравнение (7), окончательно получим

$$\mathbf{E}_r = \frac{\kappa p_1}{2R} (P - \sigma)(1 - P). \quad (16)$$

На рис. 2 представлены графики распределения упругой энергии вдоль радиальной координаты.

Из формулы (15) следует, что плотность потока квадратично зависит от приведённого давления, и максимум плотности потока упругой энергии сосредоточен вблизи фронта волны давления. Плотность потока резко падает перед фронтом волны давления и за ним.

Таким образом, основным признаком расположения фронта волны давления можно считать резкий рост плотности потока упругой энергии на фронте волны давления.

Распределение плотности потока вдоль радиальной координаты указывает на то, что ускорение движения сжимаемого флюида вследствие его расширения происходит неравномерно на протяжении всего движения к забою скважины. В основном флюид расширяется на значительном удалении от забоя. Последующее ускорение движения связано не с расширением флюида, а с сужением площади сечения потока по радиусу к скважине. При этом давление меняется уже незначительно (рис. 1).

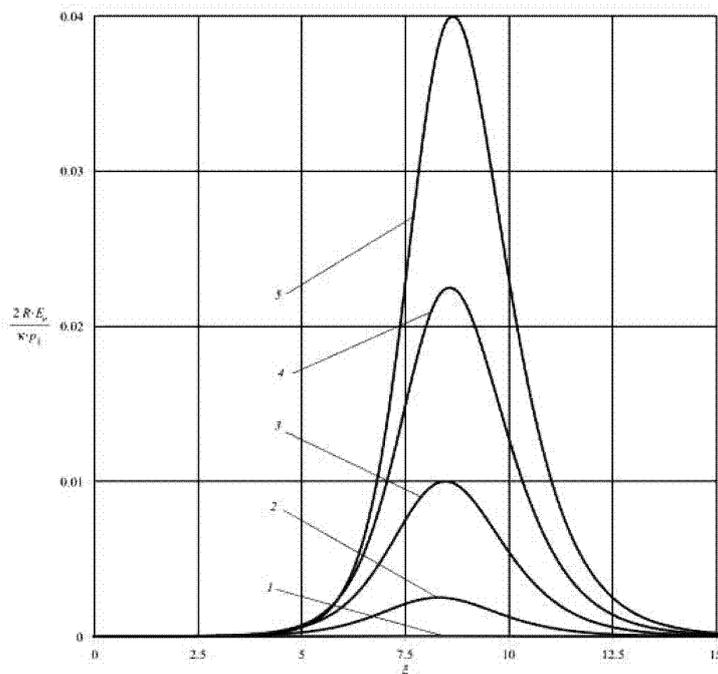


Рис. 2. Графики зависимости потока упругой энергии E_r в сжимаемом флюиде от радиальной координаты. Линии 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям $\sigma = 0.99, 0.9, 0.8, 0.7, 0.6$

Fig. 2. Graphs of the flow of the elastic energy E_r in a compressible fluid from the radial coordinate. Lines 1, 2, 3, 4, 5 correspond to the values $\sigma = 0.99, 0.9, 0.8, 0.7, 0.6$

Движение флюида в ПС к скважине является движением в суживающемся канале. Поэтому расширение флюида ограничено критическими параметрами. Так, критическая скорость ограничивается величиной [2]

$$c_{кр} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} p_1 v_1}. \quad (17)$$

Для критического давления выражение имеет вид

$$p_{кр} = p_1 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (18)$$

Сверхкритическое расширение флюида сопровождается потерями энергии сжатого флюида. Чтобы избежать потерь упругой энергии в ходе дальнейшего расширения флюида в закритическом режиме, следует использовать расширяющиеся каналы. Устройства, в которых суживающая часть дополнена расширяющейся частью (так называемые сопла Лаваля), позволяют осуществлять полное расширение флюида без потерь на выходе. В условиях скважины расширяющаяся часть может быть обустроена при помощи скважинного фильтра, пористость которого заметно превосходит пористость призабойной зоны скважины. Другим вариантом обеспечения большей проницаемости призабойной зоны скважины является гидроразрыв пласта, который также приводит к увеличению объёма пространства для течения флюида к скважине. Оптимальным считается угол конусности расширяющихся к скважине

каналов 8–12° [2]. Расход флюида можно определить по минимальному сечению горловины канала. Обычно это – забой скважины или штуцер на её устье, при этом

$$Q_{\max} = F_{\min} \lambda_{\text{кр}} \sqrt{2 \frac{p_1}{v_1}}, \quad (19)$$

где

$$\lambda_{\text{кр}} = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \sqrt{\gamma(\gamma + 1)}.$$

По известному массовому расходу флюида из (19) можно оценить площадь критического сечения

$$F_{\min} = \frac{Q_{\max}}{\lambda_{\text{кр}} \sqrt{2 \frac{p_1}{v_1}}}.$$

Из приведённых рассуждений следует, что ключевыми моментами в организации энергоэффективного фильтрационного течения к забою скважины являются:

- определение предельного положения фронта волны расширения флюида, распространяющейся от забоя скважины вглубь пласта;
- определения положения узкого места – горловины потока.

Если положение фронта определяет добычные возможности скважины (размер области в ПС, из которой возможна фильтрация к скважине), то положение горловины потока влияет на эффективность расходования упругой энергии расширяющегося в процессе добычи флюида.

Классическая модель течения, использующая закон фильтрации Дарси, позволяет качественно оценить фильтрационный процесс. Так, из формулы для скорости волны (11) вытекает замедление волны давления при её продвижении вглубь ПС, при этом скорость может снизиться до нуля только на бесконечности. Поэтому, пользуясь классической моделью, оценить положение границы области фильтрации не представляется возможным. Положение фронта волны давления и его форма определяются конкурирующими кинематическими и диффузионными процессами в фильтрационном потоке. Для получения оценки этих параметров необходимо добавить в закон фильтрации кинематический член вида (1):

$$w = w_c \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}} - \frac{\kappa}{p_1} \nabla p, \quad (20)$$

где w_c – значение скорости фильтрационного течения на забое скважины, которое обусловлено расширением флюида при движении в поровом пространстве. В предельном случае для идеального газа выражение (20) запишется в виде

$$w = w_c \sqrt{\frac{\ln\left(\frac{p}{p_1}\right)}{\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)}} - \frac{\kappa}{p_1} \nabla p.$$

Вариант фильтрационного закона (20) содержит в себе возможность описания слабых нелинейных ударных волн, а также учитывает диффузионные эффекты.

Используем закон фильтрации к скважине (20) для построения уточненной модели фильтрационного течения в ПС. Для этого воспользуемся уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w) = 0. \quad (21)$$

Перепишем (20) с учётом уравнения состояния (2) в виде

$$\rho w = Q(\rho) - \frac{\kappa}{p_1} \rho \nabla p, \quad (22)$$

где

$$Q(\rho) = Q_c \frac{\rho}{\rho_2} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{\gamma-1}}, \quad Q_c = \frac{\rho_2 w_c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\gamma-1}}}. \quad (23)$$

Плоскорадиальное течение к скважине предполагает наличие вектора скорости и вектора потока с одной ненулевой компонентой, направленной по радиусу к центру скважины. Подставим в уравнение неразрывности выражение для скорости фильтрации (10). Отсюда с учётом уравнения состояния (2) получим

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + c(\rho) \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r} Q(\rho) = \frac{\kappa}{\rho_1} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^\gamma \right), \quad (24)$$

где $c(\rho) = Q'(\rho)$. Первые два слагаемых в (24) определяют волновой характер движения сжимаемого флюида, а правая часть уравнения описывает диффузионные явления.

Решение уравнения (24) необходимо подчинить начальным условиям вида

$$\rho(r, 0) = f(r), \quad (25)$$

где f – распределение плотности флюида в ПС в начальный момент времени. Краевые условия имеют вид

$$\rho(r_c, t) = g(t) \quad (26)$$

или

$$\frac{\partial \rho(r_c, t)}{\partial r} = h(t). \quad (27)$$

Важной практической задачей является изучение установившегося режима течения флюида к забою скважины. От забоя скважины, вообще говоря, распространяется волна разрежения со скоростью, зависящей от радиальной координаты. Решение можно искать в приближении плоской волны в виде

$$\rho(r, t) \approx \psi(r - Ut). \quad (28)$$

Распространяющаяся волна имеет вид «сглаженной ступеньки». За фронтом волны плотность практически не отличается от плотности флюида на забое, а перед фронтом плотность совпадает с плотностью флюида в нетронутой ПС.

Построим решение уравнения в области «остановившегося» фронта волны $r \approx R$. Уравнение (24) с учётом уравнения состояния флюида (2) запишется так:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + c(\rho) \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r} Q(\rho) = \frac{\kappa \gamma \rho_1}{\gamma + 1} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \right) \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^{\gamma+1}. \quad (29)$$

Подставляя (28) в (29) и учитывая, что для производных справедливы соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t} \longrightarrow -U \frac{d}{dX}, \quad \frac{\partial}{\partial r} \longrightarrow \frac{d}{dX},$$

получим

$$-U \psi'(X) + c(\psi(X)) \psi'(X) + \frac{1}{R} Q(\rho) = \frac{\kappa \gamma \rho_1}{\gamma + 1} \left(\frac{d^2}{dX^2} + \frac{1}{R} \frac{d}{dX} \right) \left(\frac{\psi(X)}{\rho_1} \right)^{\gamma+1}, \quad (30)$$

где $X = r - Ut$.

В (30) слагаемое $Q(\rho)/R$ мало по сравнению с остальными ($Q(\rho)/R \rightarrow 0$ при $R \rightarrow \infty$) и его можно отбросить. Принимая во внимание, что

$$\psi \longrightarrow \rho_2 \quad \text{при} \quad r \longrightarrow r_c \quad (31)$$

$$\psi \longrightarrow \rho_1 \quad \text{при} \quad r \longrightarrow \infty \quad (32)$$

проинтегрируем один раз (30):

$$-U \psi(X) + Q(\psi(X)) + C \rho_1 = \frac{\kappa \gamma \rho_1}{\gamma + 1} \left(\frac{d}{dX} + \frac{1}{R} \right) \left(\frac{\psi(X)}{\rho_1} \right)^{\gamma+1}. \quad (33)$$

Из условий (21), (22) для определения C и U получим уравнения

$$\begin{cases} C - U = \frac{\kappa \gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{R}, \\ C - U \frac{\rho_2}{\rho_1} + \frac{w_c \rho_2}{\rho_1} = \frac{\kappa \gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{R} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{\gamma+1}. \end{cases} \quad (34)$$

Из (24) найдём

$$C = \frac{\mu}{1 - \mu}(\kappa_1(1 - \mu^\gamma) - w_c), \quad U = -\frac{1}{1 - \mu}(\kappa_1(1 - \mu^{\gamma+1}) - \mu w_c), \quad (35)$$

где

$$\kappa_1 = \frac{\kappa\gamma}{(\gamma + 1)R}, \quad \mu = \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

Из (35) можно оценить положение границы зоны фильтрации скважины R_0 . Волна разрежения «останавливается» на границе зоны $U \approx 0$

$$R_0 = \frac{\gamma(1 - \mu^{\gamma+1})}{(\gamma + 1)\mu} \frac{\kappa}{w_c}. \quad (36)$$

Уравнение (33) можно проинтегрировать ещё раз, принимая во внимание выражения (35):

$$X = \frac{\kappa\gamma\rho_1}{\gamma + 1} \int_{\rho}^{\rho_1} \left(\frac{\psi}{\rho_1}\right)^{\gamma+1} \left(Q(\psi) - U\psi + C\rho_1 - \frac{\kappa\gamma\rho_1}{\gamma + 1} \frac{1}{R_0} \left(\frac{\psi}{\rho_1}\right)^{\gamma+1}\right)^{-1} d\psi. \quad (37)$$

Решение $\psi(X)$ уравнения (37) может быть получено численным интегрированием.

Для модельных данных при значениях параметров близких к встречающимся в нефтегазовой практике [4]: $w_c = 0.01$ м/с, $\gamma = 1.3$, $\kappa = 5$ м²/с, $p_2/p_1 = 0.95$, оценка границы по (36) даёт $R_0 \approx 25.5$ м.

Приведённый в работе анализ процесса течения сжимаемого флюида к скважине в приближении плоской волны с привлечением прикладного закона фильтрации, содержащего кинематический член, даёт более реалистичное описание процесса течения, как в качественном аспекте (зона активной фильтрации имеет конечный радиус R_0), так и в количественном аспекте (порядок величины R_0 согласуется с наблюдаемыми на практике значениями [4]). Полученные в работе приближённые формулы, могут применяться для оценки размеров фильтрационной зоны вокруг скважины.

Список литературы

1. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 211 с.
2. Поршаков Б. П., Романов Б. А. Основы термодинамики и теплотехники. М.: Недра, 1988. 300 с.
3. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 624 с.
4. Басниев К. С., Кочина И. Н., Максимов В. М. Подземная гидромеханика. М.: Недра, 1993. 416 с.
5. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1981. 519 с.
6. Бондаренко М. А., Кравцов А. М., Прийменко С. А. Обобщения полиномов Берштейна в нелинейных моделях процессов фильтрации природного газа // Вузовская наука – Северо-Кавказскому региону: материалы XIV Научно-технической конференции. Ставрополь: СевКавГТУ, 2010. С. 153.

Статья поступила в редакцию 19.04.2019; принята к публикации 15.05.2019

Библиографическое описание статьи

Толпаев В. А., Бондаренко М. А., Захаров В. В., Кравцов А. М., Петросянц М. Т.
Прикладная модель фильтрации сжимаемой жидкости к скважине в пористой среде // Учёные записки Забайкальского государственного университета. 2019. Т. 14, № 3. С. 12–23.
DOI: 10.21209/2308-8761-2019-14-3-12-23.

Vladimir A. Tolpayev¹,

*Doctor of Physics and Mathematics, Professor,
Gazprom Proektirovaniye, LLC, Stavropol Branch
(419 Lenina st., Stavropol, 355000, Russia),
e-mail: TolpaevVA@scnipigaz.ru*

Mariya A. Bondarenko²,

*Candidate of Engineering Science,
АО „SevKavNIPigaz“
(419 Lenina st., Stavropol, 355000, Russia),
e-mail: BondarenkoMA@scnipigaz.ru*

Vladimir V. Zaharov³,

*Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor,
Stavropol State Agrarian University
(12 Zootechnical lane, Stavropol, 355017, Russia),
e-mail: vvakharov@mail.ru*

Aleksandr M. Kravtsov⁴,

*Candidate of Physics and Mathematics,
Gazprom Proektirovaniye, LLC, Stavropol Branch
(419 Lenina st., Stavropol, 355000, Russia),
e-mail: KravcovAM@scnipiaz.ru*

Musheg T. Petrosyants⁵,

*Junior Researcher,
Gazprom Proektirovaniye, LLC, Stavropol Branch
(419 Lenina st., Stavropol, 355000, Russia),
e-mail: PetrosyancMT@scnipigaz.ru*

Applied Filtration Model of Compressible Fluid to a Well in a Porous Medium

A filtration law with kinematic correction for compressible fluid filtered in a porous medium is proposed. In the approximation of a plane wave, asymptotic solutions of the filtration equations were obtained in a closed form according to the Darcy law and according to the amended law with a kinematic correction. The illustrations are presented with graphs of the distribution of pressure and density of the flow of elastic energy in a stream of compressible fluid. The calculated estimates of the size of the filtration area are given for a practical example.

Keywords: fluid filtration, filtration law, elastic energy density, flat radial flow

¹V. A. Tolpayev is an organizer of the research.

²M. A. Bondarenko systematization of research materials.

³V. V. Zaharov, systematization of research materials.

⁴A. M. Kravtsov systematization of research materials, preparation of the manuscript.

⁵M. T. Petrosyants formulates insights and summarizes the results of a collective research.

References

1. Barenblatt G. I., Entov V. M., Ryzhik V. M. Dvizhenie zhidkostej i gazov v prirodnyh plastah. M.: Nedra, 1984. 211 s.
2. Porshakov B. P., Romanov B. A. Osnovy termodinamiki i teplotekhniki. M.: Nedra, 1988. 300 s.
3. Uizem Dzh. Linejnye i nelinejnye volny. M.: Mir, 1977. 624 s.
4. Basniev K. S., Kochina I. N., Maksimov V.M. Podzemnaya gidromekhanika. M.: Nedra, 1993. 416 s.
5. Zarembo L. K., Krasil'nikov V. A. Vvedenie v nelinejnyyu akustiku. M.: Nauka, 1981. 519 s.
6. Bondarenko M. A., Kravcov A. M., Prijmenko S. A. Obobshcheniya polinomov Bershtejna v nelinejnyh modelyah processov fil'tracii prirodnogo gaza // Vuzovskaya nauka – Severo-Kavkazskomu regionu: materialy XIV Nauchno-tekhnicheskoj konferencii. Stavropol': SevKavGTU, 2010. S. 153.

Received: April 19, 2019; accepted for publication May 15, 2019

Reference to article

Tolpayev V. A., Bondarenko M. A., Zaharov V. V., Kravtsov A. M., Petrosyants M. T. Applied Filtration Model of Compressible Fluid to a Well in a Porous Medium // Scholarly Notes of Transbaikal State University. 2019. Vol. 14, No. 3. PP. 12–23. DOI: 10.21209/2308-8761-2019-14-3-12-23.