

ОБ ИСКРИВЛЕНИИ ИНДИКАТОРНЫХ ДИАГРАММ СКВАЖИН В ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТЫХ КОЛЛЕКТОРАХ

В. М. Ентов, А. Х. Мирзаджанзаде, В. И. Мищевич

(Баку, Москва)

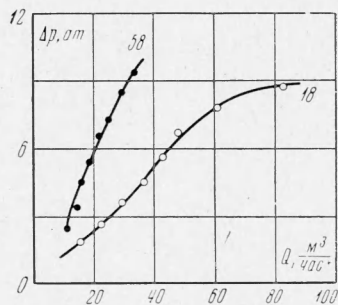
При проведении гидродинамического исследования поглощающих пластов по наблюдениям за падением уровня в скважинах [1] было обнаружено, что индикаторные диаграммы $Q - \Delta p$ (Q — текущий расход жидкости, Δp — текущее значение избыточного давления) имеют характерный искривленный вид (фиг. 1), повторяющийся в общих чертах для большинства исследованных скважин. В области малых расходов индикаторная диаграмма на небольшом участке выпукла к оси расходов, в области больших расходов она близка к прямой, отсекающей некоторый конечный отрезок на оси перепадов давления.

Поглощающие пласты представляют собой трещиноватые и кавернозные известняки, характеризующиеся весьма большой гидропроводностью и быстрой стабилизацией режима (минуты). Последнее обстоятельство дает основания рассматривать индикаторные диаграммы, полученные в нестационарном режиме, как стационарные расходные характеристики поглощающего пласта.

В рамках этого допущения наблюдаемый вид индикаторных диаграмм можно объяснить, предположив, что при фильтрации пластовой жидкости в малопроницаемых пористых блоках обнаруживается начальный (предельный) градиент давления, д₀ превышения которого жидкость не движется. Причиной этого может быть наличие у жидкости некоторого, даже небольшого, предельного напряжения сдвига, появление его в результате взаимодействия жидкости с пористой средой (вода) или в результате проявления в пористых блоках капиллярных эффектов (подробнее см. [2-4]). Ниже дается описание указанного явления в рамках общей схемы фильтрации в средах с двойной пористостью, предложенной в работах [5,6].

Рассматриваемое явление имеет много общего с увеличением эффективной мощности пласта при увеличении дебита скважины. Чаще всего его связывают с раскрытием трещин в пласте, приводящим к подключению новых пропластков. Однако рост эффективной мощности наблюдается не только в нагнетательных, но и в эксплуатационных скважинах. Поэтому естественно полагать, что эффективная мощность зависит не от величины давления (или не только от величины давления), а от величины градиента давления. Убедительные аргументы в пользу такого предположения приведены в работе [7]. В свою очередь, изменение эффективной мощности (подключение пропластков) может быть объяснено нелинейностью закона фильтрации (наличием начального градиента давления, меняющегося от пропластка к пропластку) [8]. Особенностью же трещиновато-пористой среды является то, что при движении в трещинах в законе сопротивления может оказаться существенным влияние инерционных (квадратичных) членов.

1. Рассмотрим трещиновато-пористую среду, состоящую из пористых блоков, отделенных один от другого почти по всей поверхности трещинами. Будем полагать, что пористость блоков m велика по сравнению с суммарным объемом трещин в единице объема среды, а гидравлическая проводимость блоков сопоставима с гидравлической проводимостью системы трещин.



Фиг. 1

Для течения жидкости через пористые блоки запишем обобщенный закон Дарси (закон фильтрации с предельным градиентом)

$$\mathbf{u}_2 = -\frac{k_2}{\mu} \left(\text{grad } p - \gamma \frac{\text{grad } p}{|\text{grad } p|} \right), \quad |\text{grad } p| > \gamma \quad (1.1)$$

$$\mathbf{u}_2 = 0, \quad |\text{grad } p| \leq \gamma$$

Здесь k_2 — проницаемость пористых блоков, γ — предельный градиент давления для блоков, p — давление в трещинах.

Для движения в трещинах, ввиду того что их раскрытие значительно больше среднего размера пор блоков, можно не учитывать наличие предельного градиента давления, но следует учесть квадратичный член в законе сопротивления. При этом получим [9]

$$\text{grad } p = -\mu (1 + \beta u_1) \mathbf{u}_1 / k \quad (1.2)$$

Здесь \mathbf{u}_1 — скорость фильтрации по системе трещин, k_1 — трещинная проницаемость, β — коэффициент.

Введем вектор суммарного потока жидкости через единицу площади пласта

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2 \quad (1.3)$$

Исключая из соотношений (1.1) — (1.3) \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 , получаем связь между \mathbf{u} и $\text{grad } p$ в виде

$$\text{grad } p = -(\mu/k_1)(1 + \beta u) \mathbf{u} \quad (u \leq u_0)$$

$$\text{grad } p = - \left[\gamma + \frac{\mu u}{k_2} + \frac{\mu}{2\beta k_2} + \frac{\mu k_1}{2\beta k_2^2} - \frac{\mu}{2k_2\beta} \left(1 + \frac{k_1^2}{k_2^2} + 2 \frac{k_1}{k_2} + \frac{4\gamma\beta k_1}{\mu} + \frac{4k_1\beta u}{k_2} \right)^{1/2} \right] \frac{\mathbf{u}}{u} \quad (u \geq u_0) \quad (1.4)$$

где

$$u_0 = 1/2 \beta^{-1} (\sqrt{1 + 4\beta\gamma k_1/\mu} - 1) \quad (1.5)$$

Полный поток удовлетворяет уравнению неразрывности

$$\text{div } \mathbf{u} = 0 \quad (1.6)$$

Соотношения (1.4) и (1.6) показывают, что рассматриваемое движение эквивалентно движению в однородном пласте при нелинейном законе фильтрации вида (1.4). В частности, при $\beta = 0$ выражение (1.4) переходит в кусочно-линейный закон фильтрации

$$\mathbf{u} = -\frac{k_1}{\mu} \text{grad } p, \quad u \leq \lambda = \frac{k_1\gamma}{\mu} \quad (1.7)$$

$$\mathbf{u} = -\frac{k_1 + k_2}{\mu} \left[\text{grad } p - \gamma \frac{k_2}{k_1 + k_2} \frac{\text{grad } p}{|\text{grad } p|} \right], \quad u \geq \lambda$$

В целом картина движения имеет много общего с рассмотренным ранее [8] движением вязко-пластической жидкости в слоистом пласте, состоящем из пропластков различной проницаемости. На фиг. 2 показан в безразмерных координатах $z = |\text{grad } p|/\gamma$, $x = u/\lambda$ вид условного закона фильтрации (1.4) при различных соотношениях между параметрами $C = k_2/k_1$ и $B = \beta\lambda$, а также зависимость $y = u_0/\lambda$ от параметра B . Здесь линии 1 относятся к $C = 1$, линии 2 — к $C = 2$, линии 3 — к $C = 10$. Номера без штриха соответствуют $B = 10$, со штрихом — $B = 2$.

2. Используя выражение (1.4), нетрудно получить связь между расходом жидкости, поглощаемой пластом, и давлением в скважине. Эта

зависимость описывается выражением

$$\Delta p = \frac{\mu Q}{2\pi k_2 h} C \left[\ln \frac{1}{\rho} + Bx(1 - \rho) \right], \quad x \leq 1$$

$$\Delta p = \frac{\mu Q}{2\pi k_2 h} \left\{ \left[C(1 + B) + \frac{1 + C}{2BC} \right] \left(1 - \frac{1}{x} \right) + \ln x - \frac{xg(1, 1) - g(x, 1)}{2BCx} - \frac{2}{\Delta} \ln \left[\sqrt{x} \frac{\Delta + g(1, 1)}{\Delta + g(x, 1)} \right] + C \ln \frac{1}{\rho x} + BC(1 - \rho x) \right\} \quad (2.1)$$

$$(1 \leq x \leq 1/\rho)$$

$$\Delta p = \frac{\mu Q}{2\pi k_2 h} \left\{ \left[C(1 + B) + \frac{1 + C}{2BC} \right] \frac{1 - \rho}{\rho x} + \ln \frac{1}{\rho} - \frac{g(x, \rho)}{2BC\rho x} + \frac{g(x, 1)}{2BCx} - \frac{2}{\Delta} \ln \left[\frac{1}{\sqrt{\rho}} \frac{\Delta + g(x, \rho)}{\Delta + g(x, 1)} \right] \right\} \quad \left(\frac{1}{\rho} \leq x < \infty \right)$$

Здесь

$$x = \frac{Q}{2\pi r_c u_0 h}, \quad \rho = \frac{r_c}{r_i}, \quad B = \beta u_0, \quad C = \frac{k_2}{k_1}, \quad \Delta^2 = (1 + C)^2 + 4BC^2(1 + B)$$

$$g(x, \rho) = \sqrt{\Delta^2 + 4\rho BCx}$$

В частности, при $\beta = 0$ эти выражения упрощаются и переходят в

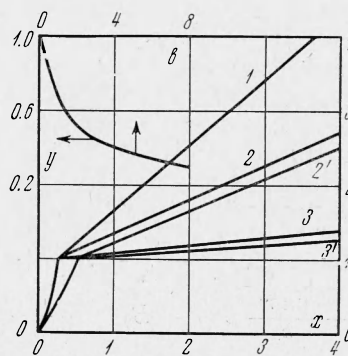
$$\Delta p = -Q^* C \ln \rho, \quad x \leq 1 \quad (Q^* = \mu Q / 2\pi k_2 h)$$

$$\Delta p = Q^* C [C(1 + C)^{-1}(1 - 1/x - \ln x) - \ln \rho], \quad 1 \leq x \leq 1/\rho$$

$$\Delta p = Q^* C [C(1 + C)^{-1}(1 - \rho)/\rho x - (1 + C)^{-1} \ln \rho], \quad 1/\rho \leq x < \infty \quad (2.2)$$

Характерный вид индикаторных диаграмм, описываемых соотношениями (2.2), показан на фиг. 3 для случая $r_k = 200$ м, $r_c = 0.1$ м, $\gamma = 0.02$ атм/м, $\varepsilon = 1 / (1 + C) = 0 + 0.3$, через q обозначена величина $\mu Q / (2\pi h (k_1 + k_2))$. Общей чертой индикаторных диаграмм является выпуклость их к оси депрессии и наличие у них при достаточно больших дебитах асимптотического линейного участка, определяемого третьим соотношением (2.2). Наклон этого участка обычным образом определяет гидропроводность пласта, а отрезок, отсекаемый им на оси депрессий, равен $\gamma r_k C / (1 + C)$, т. е. по нему можно оценить величину предельного градиента давления для блоков.

Приведенные индикаторные кривые, будучи близкими к наблюдаемым в области относительно больших расходов, отличаются от них при малых дебитах, не имея участка выпуклости к оси расходов. Это обстоятельство может быть связано с неучетом квадратичного члена в условном законе фильтрации, т. е. в переходе от выражения (2.1) к упрощенному выражению (2.2). Действительно, как показывают индикаторные кривые, приведенные на фиг. 4, существует диапазон значений параметров, в котором вид расчетных индикаторных кривых близок к наблюдаемому экспериментально; здесь $p^* = (2\pi k_2 h / \mu) \Delta p$. Верхняя часть фигуры относится к $\rho = 0.01$, нижняя — к $\rho = 0.03$. Для кривых 1 $B = C = 2$, для кривых 2 $B = 10, C = 0.5$, для кривых 3 $B = 10, C = 2$.



Фиг. 2

3. В общем случае ($B \neq 0$) полученные выражения весьма сложны, не допускают простого аналитического исследования. Однако такое исследование можно провести при некоторых дополнительных условиях для отдельных интервалов изменения расхода. Обозначим

$$\frac{2\pi k_2 h}{\mu Q} \Delta p = P(x) \quad (3.1)$$

так что $P(x)$ пропорционально углу наклона отрезка, соединяющего текущую точку индикаторной диаграммы с началом координат. Из (2.1) получаем, прежде всего, что $P(x)$ — непрерывная функция, причем

$$P(0) = C \ln(1/\rho), \quad P(1) = C [\ln(1/\rho) + B(1-\rho)] \quad (3.2)$$

Таким образом, на некотором участке $0 \leq x \leq x_m$ величина $P(x)$ возрастает, т. е. индикаторная диаграмма выпукла к оси расходов. С другой стороны, из третьего выражения

(2.1) при $x \rightarrow \infty$ получаем $P(x) \rightarrow \ln(1/\rho)$. Таким образом, при $C > (1 - B \ln \rho)^{-1}$ величина $P(x)$ заведомо должна иметь при некотором конечном $x_m < \infty$ максимум, т. е. на индикаторной кривой найдется точка, в которой касательная к индикаторной кривой проходит через начало координат. Рассмотрим теперь такие значения x , что $z = \rho x$ порядка нескольких единиц, $1 \leq \rho x \leq 10$. Тогда с учетом условия $\rho \ll 1$ можно упростить выражение (2.2). Предполагая выполненным условие $1 < 4BCz \ll \Delta^2$, можно получить с точностью до малых величин

$$\Delta p = \frac{\mu Q}{2\pi k_2 h} \ln \frac{1}{\rho} + \frac{\mu u_0 r_k}{k_2} C(1+B) \left(1 - \frac{2}{1+C+\Delta}\right) \quad (3.3)$$

Это уравнение соответствует прямой, отсекающей на оси давлений отрезок

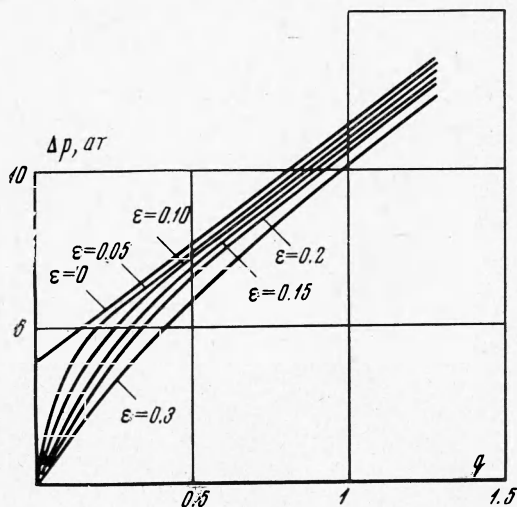
$$\Delta p_0 = \frac{\mu r_k u_0}{k_2} C(1+B) \left(1 - \frac{2}{1+C+\Delta}\right) \quad (3.4)$$

Согласно (1.5)

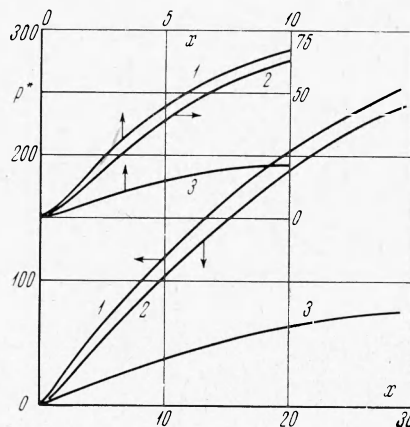
$$\gamma = (\mu u_0 / k_1) (1 + \beta u_0) = (\mu u_0 / k_1) (1 + B) \quad (3.5)$$

Таким образом, из (3.4) и (3.5)

$$\Delta p_0 = r_k \gamma \left(1 - \frac{2}{1+C+\Delta}\right) \quad (3.6)$$



Фиг. 3



Фиг. 4

Следовательно, отрезок, отсекаемый на оси давлений, позволяет оценить величину γ , если известна (или оценена) величина r_k . Наконец, для величины x_m , при которой величина $P(x)$ достигает максимума, в первом приближении имеем при прежних допущениях

$$x_m = \frac{C(1+B)}{C-1} \left(1 - \frac{2}{1+C+\Delta} \right) \quad (3.7)$$

Соответствующее значение расхода

$$Q_m = 2\pi r_c h x_m u_0 = \frac{2\pi r_c h k_2 \gamma}{\mu(C-1)} \left(1 - \frac{2}{1+C+\Delta} \right) \quad (3.8)$$

Таким образом, имеется качественное согласие между экспериментально наблюдаемыми и расчетными индикаторными диаграммами. Что касается проверки количественного соответствия, то оно вряд ли может быть проведено на существующем материале. Нельзя также с полной уверенностью считать описанный механизм единственно возможным объяснением наблюдаемого вида индикаторных диаграмм.

4. До сих пор рассматривалась схема трещиновато-пористого пласта, в котором в каждом сечении давление в блоках и трещинах одинаково. Другая предельная схема получается, если предположить, что пористая часть (блоки) и каналы (каверны или трещины) вскрыты одной скважиной, имеют общий контур питания, но не взаимодействуют между собой в сечениях пласта. При этом имеем для расхода через каналы

$$\Delta p = LQ_1 + MQ_1^2 = \frac{\mu Q_1}{2\pi k_1 h} \ln \frac{r_k}{r_c} + \frac{\beta Q_1^2}{4\pi^2 h^2} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r_k} \right) \quad (4.1)$$

для расхода через пористую часть

$$\Delta p = \frac{\mu Q_2}{2\pi k_2 h} \ln \frac{r_k}{r_c} + \gamma r_k \quad (4.2)$$

Полный расход равен

$$Q = Q_1 + Q_2 \quad (4.3)$$

Нетрудно видеть, что эти соотношения с точностью до обозначенной совпадают с соотношениями (1.2) — (1.4). Обозначая

$$Q_0 = \frac{1}{2} M^{-1} L \left(\sqrt{1 + 4\gamma r_k M / L^2} - 1 \right) \quad (4.4)$$

имеем

$$\Delta p = LQ + MQ^2 \quad (Q \leq Q_0)$$

$$\Delta p = \gamma r_k \left(1 + ax + \frac{a}{2b} + \frac{a^2}{2b} - \frac{a}{2b} \sqrt{(1+a)^2 + 4b + 4abx} \right) \quad (Q \geq Q_0) \quad (4.5)$$

где

$$a = \frac{k_1}{k_2} = \frac{1}{C}, \quad b = \frac{MQ^*}{L}, \quad x = \frac{Q}{Q^*} \quad (4.6)$$

$$Q^* = \frac{\gamma r_k}{L} - \frac{2\pi k_1 h \gamma r_k}{\mu \ln(r_k / r_c)}$$

Соответствующие индикаторные диаграммы представляются кривыми, показанными на фиг. 2.

Надо, однако, отметить, что схема с независимым пористым пластом плохо согласуется с предположением о быстрой стабилизации нестационарного процесса.

Поступила 2 VI 1970

