УДК 534.222

ХУСАИНОВ И. Г.

ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ ЧИСТЫЙ СПОСОБ ОЧИСТКИ ПРИЗАБОЙНОЙ ЗОНЫ ПЛАСТА

СФ БашГУ, г. Стерлитамак

Снижение дебита эксплуатационных скважин во многом обусловлено уменьшением фильтрационных свойств в поровом пространстве пласта, в непосредственной близости от стенки скважины из-за выпадения парафина, солей или твердых частиц. Плотность таких отложений экспоненциально убывает по мере удаления от стенки скважины в пласт. Поэтому восстановление фильтрации именно в этой зоне может служить достаточным условием восстановления производительности скважин. Поддержание на стабильном уровне фильтрационных свойств зоны перфорации скважины может служить залогом полноценной выработки пласта и в конечном итоге, повышению нефтеотдачи пласта [1-4].

Экологическая чистота, а также возможность достаточно простых технических решений делают привлекательными термические методы очистки прискважинных зон горных пород с помощью акустических волн.

В работе рассматривается трехзонная пористая среда, насыщенная жидкостью, на границе $r = r_0$ которой действует источник волн давления. Первая и третья зоны высокопроницаемые, а вторая – слабопроницаемая. Это соответствует случаю, когда в результате долгой работы в непосредственной близости от скважины на расстоянии нескольких сантиметров из-за выпадения парафина и солей образуется низкопроницаемая зона шириной до одного метра. Восстановление фильтрации именно в этой зоне может служить достаточным условием восстановления производительности скважин.

Решаются волновая и температурная задачи. Получена функция объемного источника тепла из условия, что за счет сил вязкого трения между насыщающей жидкостью и скелетом пористой среды происходит переход энергии волнового поля в тепло и нагрев пористой среды и жидкости. В результате нагрева парафины и смолы, отложенные во второй зоне, расплавляются. Из-за восстановления пористости и проницаемости во второй зоне, происходит изменение границ зон, т.е. границы зон считаются подвижными. Анализированы зависимости скорости движения подвижной границы от частоты и амплитуды волны.

Волновая задача. Пусть имеется полость цилиндрической формы радиусом r_0, находящаяся в неоднородной пористой среде, насыщенной жидкостью. В первой зоне $(r_0 < r \le h)$ пористая среда имеет пористость m_1 и проницаемость k_1, а во второй зоне $(h < r \le s)$ - пористость m_2 и проницаемость k_2. На границе полости ($r = r_0$) в момент времени $t = 0$ начинает действовать источник гармонических волн давления. При описании волновой и температурной задачи в системе будем считать, что температуры жидкости и скелета пористой среды в каждой точке совпадают, пористый скелет несжимаемый.

В рамках вышеизложенных допущений для нестационарного течения жидкости в пористой среде запишем систему линеаризованных уравнений неразрывности, импульса и уравнения состояния:

$$m_j \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} = 0 , \qquad (1)$$

$$\rho_{l0} \frac{\partial u}{\partial t} = -m_j \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{m_j \mu}{k_j} u , \qquad (2)$$

$$p = C_l^2 \rho_l\,, \quad r > r_0, \quad t > 0\,, \tag{3}$$

где j=1 при $(r_0 < r \le h)$; j=2 при $(h < r \le s)$; m_j - пористость среды в j -й зоне; ρ_{l0} - начальная плотность жидкости; ρ_l - возмущение плотности жидкости; u - скорость фильтрации; p - возмущение давления в жидкости; μ - вязкость жидкости; k_j - проницаемость в j-й зоне; C_l - скорость звука в насыщающей жидкости.

Наличие источника гармонических волн давления на границе $r = r_0$ может быть записано в виде следующего граничного условия:

$$p = A_p \cos \omega t\,, \quad r = r_0, \quad t > 0\,. \tag{4}$$

Запишем условия отсутствия скачка давления и скорости движения жидкости на средней границе

$$[p]=0,\ [u]=0,\ r = h\,. \tag{5}$$

Здесь $[\varphi]$ означает скачок параметра φ. Правая граница второй зоны высокопроницаемая

$$p = 0\,,\ r = s\,. \tag{6}$$

Скорость фильтрации ищем в виде $u(r,t) = U(r) \cdot e^{-i\omega t}$. После несложных преобразований из системы (1)-(3) получим уравнение Бесселя:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x_j^2} + \frac{1}{x_j}\frac{\partial U}{\partial x_j} + U(1 - \frac{1}{x_j^2}) = 0\,, \tag{7}$$

$$x_j = \beta_j r\,,\ \beta_j{}^2 = \frac{\omega^2 k_j \rho_{lo} + i m_j \mu \omega}{k_j \rho_{lo} C_l^2}\,.$$

Под воздействием гармонических волн давления насыщающая пористую среду жидкость совершает колебательное движение относительно твердого скелета. За счет сил вязкого трения между жидкостью и скелетом энергия волны переходит в тепло. Интенсивность нагрева q_j, отнесенная к единице объема пористой среды, будет равна мощности сил трения при относительном движении фаз (жидкости относительно скелета), и для нее можем записать

$$q_j = \frac{\mu}{k_j}\left(\mathrm{Re}(u)\right)^2. \tag{8}$$

Поскольку в реальных процессах, представляющих практический интерес, характерное время нагрева значительно больше, чем период колебаний акустических волн $(t >> \tau = 2\pi/\omega)$, то наиболее важным параметром является средний приток тепла в единицу объема за единицу времени

$$Q_j = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} q_j dt\,. \tag{9}$$

Температурная задача. Запишем уравнение притока тепла в трехслойную пористую среду с учетом объемного источника тепла, связанного с вязкостным затуханием акустического поля:

$$\rho_j c_j \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_j}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_j(r) \qquad (10)$$

$$\rho_j c_j = (1-m_j)\rho_s c_s + m_j \rho_l c_l ,\ \ \lambda_j = \lambda_s (1-m_j) + \lambda_l m_j .$$

Здесь T - температура насыщенной жидкостью пористой среды; λ_j - теплопроводность насыщенной жидкостью пористой среды; λ_l и λ_s - теплопроводность жидкости и скелета пористой среды; ρ_s - плотность пористой среды; c_s и c_l - теплоемкость пористой среды и жидкости. При $j = 1,2$ для каждой зоны объемный приток тепла $Q_j(r)$ определяется с помощью формулы (9), а $Q_3(r) = 0$.

Запишем начальные и граничные условия для температуры:

$$T = T_0 \quad (r > 0,\, t = 0), \qquad (11)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (r = r_0). \qquad (12)$$

Температура и поток тепла непрерывны на границах $r = h$ и $r = s$:

$$[T] = 0,\ \left[\lambda_j \frac{\partial T}{\partial r} \right] = 0,\ r = h,\ r = s. \qquad (13)$$

Кроме того, для третьей зоны используется условие:

$$T\big|_{r\to\infty} = T_0. \qquad (14)$$

Граничные условия (13) используются до момента, когда температура на границе между первой и второй зонами ($r = h$) достигает температуры плавления твердых отложений:

$$T\big|_{r=h(t)_-} = T\big|_{r=h(t)_+} = T_L,\ \ r = h. \qquad (15)$$

Дальнейший нагрев приводит к плавлению твердых частиц. Поры очищаются и граница между зонами перемещается:

$$\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{r=h(t)_-} - \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{r=h(t)_+} = -L m_* \rho_* \frac{\partial h(t)}{\partial t}. \qquad (16)$$

Здесь L – удельная теплота фазового перехода, $m_* \rho_*$ - масса твердых отложений.

На основе полученной математической модели были проведены численные расчеты с целью анализа особенностей нагрева пористой среды, насыщенной жидкостью, в зависимости от состояния системы, а также от характеристик акустического поля. Полученные результаты показывают, что в зависимости от параметров пористой среды и насыщающей ее жидкости, подбирая частоту и амплитуду волн, можно добиться более эффективного воздействия акустическим полем на призабойную зону пласта.

Список литературы

1. Володин С. В., Дмитриев В. Л., Хусаинов И. Г. Распространение линейных волн во влажных насыщенных газом пористых средах // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47. № 5. С. 734-740.
2. Хусаинов И. Г. Тепловые процессы при акустическом воздействии на насыщенную жидкостью пористую среду // Вестник Башкирского университета. – 2013. Т. 18. № 2. – С. 350-353.
3. Хусаинов И. Г., Дмитриев В. Л. Исследование эволюции волнового импульса при прохождении через пористую преграду // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52. № 5 (309). С. 136-145.
4. Шагапов В. Ш., Хусаинов И. Г., Хафизов Р. М. Релаксация давления в полости, окруженной пористой и проницаемой породой, при ее опрессовке введением газа // Прикладная механика и техническая физика. – 2006. – Т. 47. № 1 (275). – С. 109-118.