ГЕОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРЯЖЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ С ВЯЗКИМ СТОКОМ СКВАЖИНЫ

В. И. Попков, А. В. Попкова

ООО «СамараНИПИнефть» НК «Роснефть»
PopkovVI@samnipineft.ru, PopkovaAV@samnipineft.ru

Вязкие стоки скважин и глубинного генезиса углеводородов, рис.1, и сопряженные с ними волновые геофизические поля сдвиговых напряжений и самоорганизованного структурно-временного порового пространства масштабных уровней макро- и микромира с нестационарными конвективно-диффузионными границами являются новыми объектами поиска, разведки и оптимизации современной разработки газонефтяных залежей.

Нефтяные компании при трехмерном многофазном гидродинамическом моделировании притока к скважинам используют осредненные параболические уравнения сохранения массы типа теплопроводности с бесконечной скоростью воздействия. Предлагается конвективно-диффузионное энергетическое ограничение воздействия вязкого стока на основе уравнений Навье-Стокса и диссипативных структур вязкоупругого порового пространства, полученное на фронте инновационных решений в нефтяной отрасли в целом. Интегрированный системный подход позволяет эволюционно преобразовать частные решения расщепленных по физическим процессам уравнений (по закону Дарси) в полные решения, используя энергетический метод устойчивого сопряжения петрофизических констант и нормировочных псевдофункций относительных фазовых проницаемостей (ОФП) в областях аномальной фильтрации.

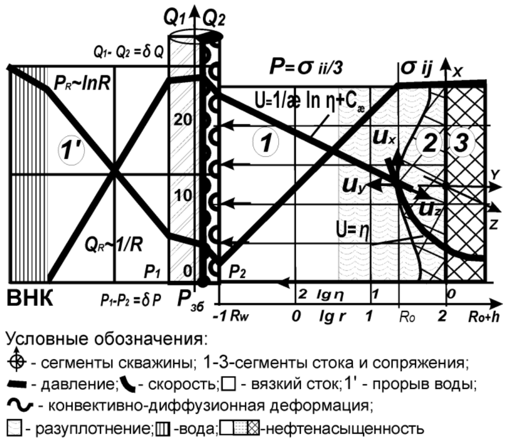

Рис.1. Сопряжение вязкого стока (1) и диффузионной деформации (2,3) с самоорганизацией канала прорыва воды (1') со стороны водонефтяного контакта (ВНК).

Задача определения кинематических и динамических характеристик конвективно-диффузионного сдвигового слоя ставится следующим образом. Решаются уравнения деформаций непрерывной многослойной геосреды в напряжениях σ_{ij}:

$$\sigma^q_{ij,j}= \rho^q\partial^2\xi_i^q/\partial t^2;\ \sigma^q_{ij}=\mu^q(\xi_{i,j}^q+ \xi_{j,i}^q)+ \lambda^q \delta_{ij}\, \xi_{i,i}^q ,\ i,j=1\div 3;\ q=1\div N, \quad (1)$$

где ξ_i^q - смещения; λ^q,μ^q,ρ^q - параметры Ламе и плотность слоев.

Внешняя поверхность - неподвижная $\xi_i|_{y=0}=0$ или свободная $\sigma_{ij}|_{y=0}=0$. (2)

Движения вязкой несжимаемой жидкости описываются уравнениями Навье-

Стокса и неразрывности:

$$\partial v_i/\partial t+v_jv_{i,j}-\langle v_jv_{i,j}\rangle+v_jU_{i,j}+U_jv_{i,j}=-1/\rho_a\partial p/\partial x_i+\nu\nabla^2 v_i;\ \ v_{i,i}=0;\ \ \nu U'_y=u_*^2+\langle v_xv_y\rangle, \qquad (3)$$

где v_i,U_i - пульсационные и осредненные скорости; p – давление; ν, ρ_a - кинематическая вязкость и плотность жидкости, $\langle v_jv_{i,j}\rangle=1/4(v_{i,j}v_j^*+v_{i,j}^*v_j)$, *- комплексное сопряжение, и дополнительными граничными условиями при $\eta=(R_0-r)u_*/\nu$:

$$p=\sigma_{xx}/\rho_a u_*^2,\ u=\partial\xi_y/\partial t-\xi_x U',\ v=\partial\xi_x/\partial t,\ w=\partial\xi_x/\partial t\sin\theta. \qquad (4)$$

Уравнения (1,3) допускают решение в виде продольных и поперечных волн: $\vec{\xi}=\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,\varphi+\mathrm{rot}\,\overrightarrow{\psi},\ \ s=s(y)\exp[i(k_xx+k_zz)-ikct],\ \ s=\varphi,\psi,v_i,p;$ где $k_i, k=\sqrt{k_x^2+k_z^2}$ - волновые числа, с-фазовая скорость. Подставляя решение в систему уравнений (3) и пренебрегая квадратичными членами пульсаций скоростей, получаем решение в виде:

$$v_i(\eta)=1/k\int G_i(t)\,\mathrm{sh}\,k(\eta-t)dt+c_ie^{-k\eta},\ p(\eta)=1/ik\int G(t)\,\mathrm{sh}\,ik(\eta-t)dt+c_4e^{-ik\eta},\ U'=1+\langle v_1v_2\rangle \qquad (5)$$

где $G_1=\Theta_1+v_2U'+ik_xp$, $G_2=\Theta_2+p'$, $G_3=\Theta_3+ik_xp$, $\Theta_i=-ikcv_i$, $G=-ik_xU'v_2$. Здесь переменные обезразмерены с помощью минимальной динамической скорости пропитки u_* и масштаба микромира $l^*=\nu/u_*$.

Из условий гладкого сопряжения осредненного стока $U=Q/(2\pi RHm)=1/æ\ \ln\eta+C_æ$ с диффузионным (5) в некоторой точке R находим параметры буферной зоны $æ=1/RU'(R)$ и $C_æ=U(R)-\ln R/æ$, где m,H – пористость и толщина пласта.

При гармоническом законе нагружения вязкоупругая модель описывается динамическими модулями сдвига $\mu(\omega)=\mu_o-i\omega\eta_s$ и упругости $\lambda(\omega)=\lambda_o+i2/3\omega\eta_s$, где μ_o,λ_o - статические модули; η_s- сдвиговая вязкость. Записывая уравнения (1) в цилиндрической системе координат получаем систему дифференциальных уравнений типа Бесселя [1], а решение в виде: $s(z_s)=c_iJ_{i-1}(z_s)+c_{i+1}Y_{i-1}(z_s)$, где $z_s=k_sr$, если $s=\varphi$, то $i=1$, $s=\psi$, $i=2$,

$$k_\varphi^q=k\sqrt{\left(\frac{c}{a_\lambda^q}\right)^2-1};\ \ k_\psi^q=k\sqrt{\left(\frac{c}{a_\mu^q}\right)^2-1};\ \ a_\mu^q=\sqrt{\frac{\mu^2}{\rho^q}},\ \ a_\lambda^q=\sqrt{\frac{(\lambda^2+2\mu^2)}{\rho^q}}.$$

При удовлетворении граничным условиям (2) получаем трансцендентную систему уравнений четвертого порядка [1,2] и характеристическое уравнение **det A=0** для нахождения собственных комплексных волновых чисел $\gamma=\alpha+i\beta$ зон геофизической эмиссии, суффозии и преобразования осредненных продольных скоростей в поперечные волны с резонансными пластическими вбросами и горными разуплотнениями.

Вывод. Конвективно-диффузионные волны изменяют стационарную часть осредненного стока. Волны слоя сейсмической эмиссии вносят такие возмущения в сток, что динамические величины в нем не могут быть представлены в виде суперпозиции средних и флуктуирующих с частотой волн полей. Нелинейно, не по принципу аддитивности (не по Дарси), изменяются суммарные потенциальные поля давлений и насыщенностей. Новые концептуальные решения интеллектуальной интенсификации разработки коррелируются с зависимостью ОФП от скорости или капиллярного числа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Voropaev G.A., Popkov V.I.* Propagation of axisymmetric waves in a hollow viscoelastic cylinder // International Applied Mechanics. New York, 1989. Vol. 25. No 10. p.973-976.

2. *Akbarov S.D., Guliev M.S. and Kepceler T.* Propagation of axisymmetric waves in an initially twisted circular compound bimaterial cylinder with a soft inner and a stiff outer constituents // Mechanics of Composite Materials, 2011. Vol. 46. No 6. p.627-638.