НАУКИ О ЗЕМЛЕ

УДК 622.276.031
DOI: 10.31040/2222-8349-2023-0-4-71-75

ОЧИСТКА ПРИЗАБОЙНОЙ ЗОНЫ ПЛАСТА С ПОМОЩЬЮ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

© Г.Я. Хусаинова, И.Г. Хусаинов

Рассмотрена задача акустического нагрева пористой среды. При построении математической модели использованы классические законы и уравнения. Закон сохранения массы жидкости записан для случая отсутствия источников массы. Уравнение движения записано для случая нестационарной фильтрации жидкости. В этом уравнении учитывается действие объемной силы трения. Система уравнений замыкается с помощью уравнения состояния жидкости в пористой среде.

Для границы x равное нулю записано условие наличия источника гармонических волн давления, т.е. давление на этой границе меняется по закону косинуса. Для правой границы рассмотрены три случая: а) пористая среда является полубесконечной, т.е. ее протяженность значительно больше характерной глубины проникания акустических волн; б) пористая среда имеет конечную ширину равную l и граница при $x = l$ непроницаемая; в) пористая среда имеет конечную ширину равную l и граница при $x = l$ высокопроницаемая.

Решение системы уравнения ищется в виде бегущих волн. Получены аналитические решения для давления и скорости фильтрации. Найдено комплексное волновое число.

Объемный источник тепла в пористой среде получен с учетом объемной силы трения при относительном движении фаз (жидкости относительно скелета). Считается, что за счет трения происходит диссипация энергии акустического поля. Мощность диссипируемой энергии акустического поля в единице объема пористой среды равна мощности объемной силы трения, т.е. произведению силы трения на истинную скорость движения жидкости.

Для решения температурной задачи записано уравнение теплопроводности с объемным источником тепла. При расчетах температуры пористой среды используется средний приток тепла в единицу объема пористой среды за период колебаний. Получены аналитические формулы для расчета осредненного значения мощности сил акустического давления за период колебания для всех рассматриваемых в работе граничных условий.

Выполнено численное исследование полученной системы уравнений. Построены зависимости мощности акустического поля от круговой частоты для значений параметров акустического поля, жидкости и пористой среды. Показано, что при уменьшении проницаемости пористой среды на порядок мощность акустического поля уменьшается также на порядок. Результаты исследований могут быть использованы для определения оптимальных способов и режимов воздействия на призабойную зону акустическим полем.

Ключевые слова: пористая среда, волна, граничное условие, проницаемость, пористость.

В результате долгой эксплуатации скважин происходит уменьшение фильтрационных свойств в поровом пространстве пласта вблизи от скважины. Такое явление происходит из-за выпадения парафина, солей или твердых частиц на стенках пор [1]. Для восстановления фильтрационных свойств призабойной зоны используют химические, механические, тепловые методы [2].

В последнее время для восстановления фильтрационных свойств призабойной зоны начали использовать новые технологии воздействия на пласт. К числу таких технологий относится акустическое воздействие на пласт. Глубина проникновения акустических волн примерно соизмерима с зоной кольматации. Частотный спектр акустического воздействия от тысячных долей герца до десятков килогерц [3].

При акустическом воздействии восстановление фильтрационных свойств призабойной зоны происходит как за счет нагрева пласта

ХУСАИНОВА Гузалия Ядкаровна – к.ф.-м.н., Стерлитамакский филиал Уфимского университета науки и технологий, e-mail: ivt30@mail.ru
ХУСАИНОВ Исмагильян Гарифьянович – д.ф.-м.н., Стерлитамакский филиал Уфимского университета науки и технологий, e-mail: ivt30@mail.ru

и расплавления парафина, осевших на стенках пор, так и за счет уменьшения вязкости жидкости внутри пор в результате разрывов связей между прилипших друг к другу элементами. Нагрев пласта из-за диссипации акустической энергии наблюдался экспериментально [3, 4].

В данной работе рассмотрено воздействие акустического поля на пористую среду, насыщенную жидкостью. За счет вязкого трения между жидкостью и скелетом пористой среды происходит выделение тепла.

Постановка задачи. На границе пористой среды в точке $x=0$ имеется источник акустических волн давления. Жидкость будет совершать колебательные движения относительно скелета пористой среды. Пористый скелет будем считать несжимаем.

С учетом принятых допущений запишем уравнения, описывающие исследуемый процесс. Закон сохранения массы жидкости при отсутствии источников массы запишем в форме

$$m\frac{\partial \rho_l}{\partial t}+\rho_{l0}\frac{\partial u}{\partial x}=0. \quad (1)$$

Здесь m – пористость, ρ_l – возмущение плотности жидкости, ρ_{l0} – плотность жидкости, соответствующая невозмущенному состоянию, u – скорость фильтрации жидкости.

В случае нестационарной фильтрации жидкости в уравнении движения необходимо учесть действие объемной силы трения [5]

$$\rho_{l0}\frac{\partial u}{\partial t}=-m\frac{\partial p}{\partial x}-\frac{m\mu}{k}u,\ x>0, \quad (2)$$

где p – возмущение давления в жидкости, k – коэффициент проницаемости пористой среды, μ – динамическая вязкость жидкости.

Уравнение состояния жидкости в пористой среде примем в виде

$$p=C_l^2\rho_l. \quad (3)$$

Наличие источника гармонических волн давления на границе $x=0$ можно учесть в виде следующего граничного условия:

$$p=A_p\cos\omega t,\ x=0,\ t>0, \quad (4)$$

где A_P и ω – амплитуда и круговая частота волны.

Для правой границы рассмотрим три случая:

а) пористая среда является полубесконечной ($0<x<\infty$), т.е. ее протяженность значительно больше характерной глубины проникания акустических волн;

б) пористая среда имеет конечную ширину ($0<x<l$) и граница при $x=l$ непроницаемая;

в) пористая среда имеет конечную ширину ($0<x<l$) и граница при $x=l$ высокопроницаемая.

Последнее условие для реальных ситуаций означает, например, что призабойная зона шириной равной l засорена (область $0<x<l$), а за этой зоной ($x\geq l$) начинается не засоренная область с проницаемостью во много раз превышающей ее значение в призабойной зоне. Для рассматриваемых трех случаев граничные условия могут быть записаны в виде

$$u=0\ (p=0),\ x\to\infty, \quad (5а)$$

$$u=0,\ x=l, \quad (5б)$$

$$p=0,\ x=l. \quad (5в)$$

На основе системы уравнений (1)–(3) нетрудно получить уравнение для давления

$$C_l^2\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}=\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}+\frac{1}{t_\mu}\frac{\partial p}{\partial t},\ t_\mu=\frac{k\rho_{l0}}{m\mu}. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) будем искать в виде бегущих волн [6]

$$\begin{aligned}p(x,t)=C_1\exp\left[-i\left(\omega t-Kx\right)\right]+\\+C_2\exp\left[-i\left(\omega t+Kx\right)\right]\end{aligned}. \quad (7)$$

Здесь K – комплексное волновое число, C_1 и C_2 – неизвестные константы, $i=\sqrt{-1}$ – мнимая единица. В выражении (7) первый член описывает распространение волны от источника по направлению координаты x, а второй – в обратном направлении.

В зависимости от используемого вида граничного условия (5) получим следующие аналитические решения уравнения (6)

$$p(x,t)=A_p\exp\left[-i(\omega t-Kx)\right], \quad (8а)$$

$$p(x,t)=\frac{A_p\exp(-i\omega t)}{1+\exp(2iKl)}\left\{\exp(iKx)+\exp\left(iK(2l-x)\right)\right\}, \quad (8б)$$

$$p(x,t)=\frac{A_p\exp(-i\omega t)}{1-\exp(2iKl)}\left\{\exp(iKx)-\exp\left(iK(2l-x)\right)\right\}. \quad (8в)$$

Для вычисления физической величины давления нужно взять действительную часть от $p(x,t)$ в формулах (8).

Комплексное волновое число K определяется по формуле

$$K=\frac{\omega}{C_l}\sqrt{1+\frac{i}{\omega t_\mu}}, \quad (9)$$

и может быть записано в виде $K=\tilde{k}+i\delta$,

$$\tilde{k} = \frac{\omega}{C_l\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{1+\left(t_\mu\omega\right)^{-2}}+1}\,,$$

$$\delta = \frac{\omega}{C_l\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{1+\left(t_\mu\omega\right)^{-2}}-1}\,. \qquad (10)$$

В работе получено точное аналитическое решение системы уравнений (1)–(3) с граничными условиями (4) и (5) для скорости фильтрации жидкости

$$u(x,t) = \frac{A_p m\omega}{\rho_{l0}C_l^2 K}\exp\left[-i\left(\omega t - Kx\right)\right]\,, \qquad (11а)$$

$$u(x,t) = \frac{A_p m\omega\exp\left(-i\omega t\right)}{\rho_{l0}C_l^2 K\left[1+\exp\left(2iKl\right)\right]}, \qquad (11б)$$

$$\left\{\exp\left(iKx\right)-\exp\left(iK\left(2l-x\right)\right)\right\}$$

$$u(x,t) = \frac{A_p m\omega\exp\left(-i\omega t\right)}{\rho_{l0}C_l^2 K\left[1-\exp\left(2iKl\right)\right]}. \qquad (11в)$$

$$\left\{\exp\left(iKx\right)+\exp\left(iK\left(2l-x\right)\right)\right\}$$

Для вычисления физической величины скорости фильтрации нужно взять действительную часть от $u\left(x,t\right)$ в формулах (11).

Найдем объемный источник тепла. Под воздействием гармонических волн давления жидкость в пористой среде совершает колебательные движения относительно твердого скелета. За счет сил вязкого трения между жидкостью и скелетом пористой среды энергия волны переходит в тепловую энергию. Объемная сила трения при относительном движении фаз (жидкости относительно скелета) вычисляется по формуле [5]

$$F_{тр} = m\frac{\mu}{k}\mathrm{Re}(u)\,.$$

Здесь $\mathrm{Re}(u)$ означает действительную часть от комплексной величины u .

Мощность диссипируемой энергии акустического поля в единице объема пористой среды равна мощности объемной силы трения

$$q_T = F_{тр}\cdot w = \frac{\mu}{k}\left(\mathrm{Re}(u)\right)^2, \qquad (12)$$

где w – истинная скорость движения жидкости.

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

$$Q = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau q_T dt = \frac{1}{\tau}\frac{\mu}{k}\int_0^\tau\left(\mathrm{Re}\left(u\right)\right)^2 dt\,. \qquad (13)$$

Осредненное значение мощности сил акустического давления за период вычисляется по формуле [7]

$$N = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau \mathrm{Re}\left(p\right)\Big|_{x=0}\mathrm{Re}\left(u\right)\Big|_{x=0}dt\,. \qquad (14)$$

Акустическое поле с разными значениями круговой частоты и амплитуды, но с одинаковой мощностью акустического поля за один и тот же промежуток времени передает одинаковую энергию пористой среде. Получены формулы для вычисления мощности акустического поля в зависимости граничных условий (5).

На рис. 1 и 2 приведены зависимости мощности акустического поля от круговой частоты, вычисленные по формулам (16) при следующих значениях параметров акустического поля, жидкости и пористой среды: $A_p = 2$ МПа, $l = 0.25$ м, $\rho_{l0} = 1000$ кг/м^3, $\mu = 0.001$ Па$\cdot$с, $C_l = 1500$ м/с.

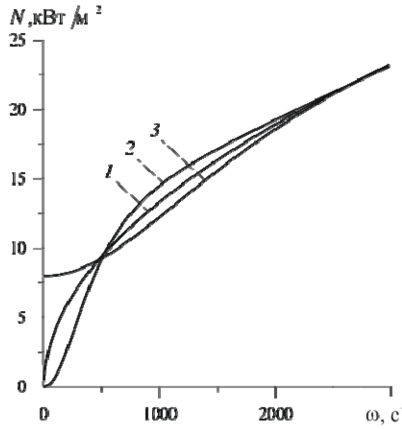

Рис. 1. Зависимости мощности акустического поля от круговой частоты в случае, когда пористая среда является высокопроницаемой (m = 0.2, $k = 10^{-12}$ м^2)

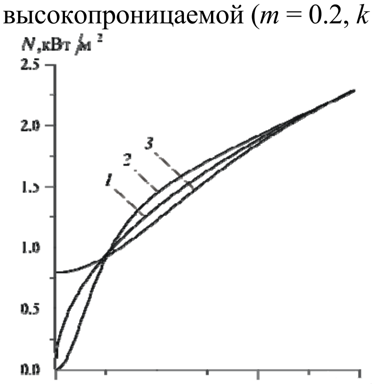

Рис. 2. Зависимость мощности акустического поля от круговой частоты в случае, когда пористая среда является низкопроницаемой (m = 0.1, $k = 10^{-13}$ м^2). Линия *1* соответствует полубесконечной пористой среде ($l = \infty$); *2* – пористая среда при $x = l$ граничит с непроницаемой средой; *3* – пористая среда граничит с высокопроницаемой средой

Из рисунков видно, что при бóльших значениях частоты мощность для всех трех граничных условий выходит на одну и ту же асимптоту. Это связано с тем, что при бóльших значениях ω глубина проникновения акустических волн меньше, чем граница l. При $\omega \to 0$ мощность для граничных условий (5а) и (5б), хотя и по-разному, но все же стремится к нулю.

При уменьшении проницаемости пористой среды на порядок мощность акустического поля уменьшается также на порядок. Это связано с тем, что мощность акустического поля прямо пропорционален скорости фильтрации жидкости, которая в свою очередь прямо пропорциональна коэффициенту проницаемости.

В работе также решена температурная задача и изучены зависимости температурного поля в пористой среде от параметров акустического поля и среды. Результаты исследований могут быть использованы для определения оптимальных способов и режимов воздействия на призабойную зону акустическим полем.

Литература

1. Кузнецов О.Л., Ефимова С.А. Применение ультразвука в нефтяной промышленности. М.: Недра, 1983. 221 с.
2. Крец В.Г. Основы нефтегазового дела: учебное пособие / В.Г. Крец, А.В. Шадрина. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010. 182 с.
3. Горбачев Ю.И. Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин // Геоинформатика. 1998. № 3. С. 7–12.
4. Печков А.А., Шубин А.В. Результаты работ по повышению продуктивности скважин методом акустического воздействия // Геоинформатика. 1998. № 3. С. 16–24.
5. Николаевский В.Н. Механика насыщенных пористых сред / В.Н. Николаевский, К.С. Басниев, А.Т. Горбунов, Г.А. Зотов. М.: Недра, 1970. 336 с.
6. Хусаинов И.Г. Использование акустического поля для нагрева призабойной зоны пласта // Вестник Башкирского университета. 2019. Т. 24. № 4. С. 782–787.
7. Скучик Е. Основы акустики / пер. с англ. Т. 1. М.: Мир, 1976. 512 с.

References

1. Kuznecov O.L., Efimova S.A. Primenenie ul'trazvuka v neftyanoj promyshlennosti. M.: Nedra, 1983, 221 p.
2. Krec V.G. Osnovy neftegazovogo dela: uchebnoe posobie / V.G. Krec, A.V. Shadrina. Tomsk: Izd-vo Tomskogo politekhnicheskogo universiteta, 2010, 182 p.
3. Gorbachev YU.I. Fiziko-khimicheskie osnovy ul'trazvukovoj ochistki prizabojnoj zony neftyanykh skvazhin // Geoinformatika, 1998, no. 3, pp. 7–12.
4. Pechkov A.A., Shubin A.V. Rezul'taty rabot po povysheniyu produktivnosti skvazhin metodom akusticheskogo vozdejstviya // Geoinformatika, 1998, no. 3, pp. 16–24.
5. Nikolaevskij V.N. Mekhanika nasyshchennykh poristykh sred / V.N. Nikolaevskij, K.S. Basniev, A.T. Gorbunov, G.A. Zotov. M.: Nedra, 1970, 336 p.
6. Khusainov I.G. Ispol'zovanie akusticheskogo polya dlya nagreva prizabojnoj zony plasta // Vestnik Bashkirskogo universiteta, 2019, vol. 24, no. 4, pp. 782–787.
7. Skuchik E. Osnovy akustiki / per. s angl., vol. 1, M.: Mir, 1976. 512 p.

CLEANING THE BOTTOMHOLE FORM ZONE USING ACOUSTIC WAVES

© G.J. Khusainova, I.G. Khusainov

Sterlitamak Branch of the Ufa University of Science and Technology,
49, ulitsa Lenina, 453103, Sterlitamak, Russian Federation

The problem of acoustic heating of a porous medium is considered. When constructing a mathematical model, classical laws and equations were used. The law of conservation of the mass of a liquid is written for the case of the absence of sources of mass. The equation of motion is written for the case of non-stationary fluid filtration. This equation takes into account the effect of the volume friction force. The system of equations is closed using the equation of state of a liquid in a porous medium.

For the boundary x equal to zero, the condition for the presence of a source of harmonic pressure waves is written, i.e. the pressure at this boundary varies according to the cosine law. Three cases are considered for the right boundary: a) the porous medium is semi-infinite, i.e. its length is much greater than the characteristic depth

of penetration of acoustic waves; b) the porous medium has a finite width equal to l and the boundary at is impermeable $x = l$; c) the porous medium has a finite width equal to l and the boundary at is highly permeable $x = l$.

The solution of the system of equations is sought in the form of traveling waves. Analytical solutions for pressure and filtration rate are obtained. The complex wave number is found.

The volumetric heat source in a porous medium was obtained taking into account the volumetric friction force in the relative motion of the phases (liquid relative to the skeleton). It is believed that dissipation of the energy of the acoustic field occurs due to friction. The power of the dissipated energy of the acoustic field per unit volume of the porous medium is equal to the power of the bulk friction force, i.e. the product of the friction force and the true velocity of the fluid.

To solve the temperature problem, the heat conduction equation with a volumetric heat source is written. When calculating the temperature of a porous medium, the average heat influx per unit volume of the porous medium over the oscillation period is used. Analytical formulas are obtained for calculating the average value of the power of the acoustic pressure forces over the oscillation period for all boundary conditions considered in the work.

A numerical study of the resulting system of equations is carried out. The dependences of the acoustic field power on the circular frequency are constructed for the values of the parameters of the acoustic field, liquid, and porous medium. It is shown that as the permeability of the porous medium decreases by an order of magnitude, the power of the acoustic field also decreases by an order of magnitude. The research results can be used to determine the optimal methods and modes of impact on the bottomhole zone by the acoustic field.

Keywords: porous medium, wave, boundary condition, permeability, porosity.