

# Нагрев нефтяного пласта совместным ВЧ ЭМ и акустическим полем при одновременной добыче нефти

Измайлова Г.Р.

Филиал Уфимского государственного нефтяного технического университета, Октябрьский

В работе исследуется нагрев пласта с высоковязкой нефтью с помощью двух физических полей: высокочастотного электромагнитного и акустического. При этом происходит отбор нефти. Выводится формула для объемных тепловых источников, возникающих в пласте при распространении в ней акустических волн, пригодная для расчетов в любой зоне пласта. Сформулирована математическая модель на основе уравнения теплопроводности с учетом цилиндрической геометрии пласта. Решается одномерная задача в зависимости только от радиальной координаты методом конечных разностей по неявной схеме. Показано, что пренебрежение поглощением акустических волн в тепловом отношении искажает реальную картину температурного поля в пласте.

**Ключевые слова:** тепловые источники, коэффициент поглощения, функции Ханкеля, температурное поле, дебит скважины

## 1. Введение

Чтобы поддержать высокий коэффициент нефтеотдачи на месторождениях, а также высокий уровень добычи нефти в России и за рубежом, как показывает практика, необходимо внедрить комплекс физических и физико-химических методов воздействия на нефтяные пласты и призабойные зоны скважин.

На сегодняшний день современные технологии не позволяют получить конечную нефтеотдачу пластов больше чем 50%, если физико-геологические условия залегания благоприятны, и не более чем 35–40%, если физико-геологические условия залегания неблагоприятны (высоковязкая нефть, пласт трещиноватый, расположение скважин неудачное и др.). Отсюда следует, что более 50% природных запасов нефти остаются неизвлекаемыми при использовании современных методов разработки. Поэтому исследование и разработка новых методов воздействия на пласт являются актуальными задачами и по сей день. Особый интерес представляют комплексные методы воздействия на пласт, сочета-

ющие в себе элементы химического, механического и теплового воздействий.

Одним из методов комбинированного воздействия является одновременная электромагнитно-акустическая обработка призабойной зоны пласта (ПЗП) [1, 2].

При этом поглощением энергии акустических волн средой и возникновением в связи с этим распределенных источников тепла обычно пренебрегается. Воздействие акустических волн на призабойную зону нефтяного пласта рассматривается как средство для увеличения эффективной теплопроводности коллекторов, нефтепроницаемости пористой среды при термоакустическом воздействии на пласт [3], снижения вязкости нефти, увеличения производительности скважин и регулирования профилей притока и приемистости [4]. В работах [1, 4, 5] рассмотрены перспективы применения акустического воздействия при добыче высоковязких и парафинистых нефтей и битумов при совместном воздействии на них высокочастотного электромагнитного (ВЧ ЭМ) и акустического полей. Между тем, в [4], указывается, что пористые среды являются существенно диссипативными, т.е. поглощающими энергию акустических волн. Вследствие это-

го, аналогично случаю воздействия на среду ЭМ-поля, происходит преобразование энергии акустического поля в тепловую энергию, что приводит к появлению распределенных источников тепла. Таким образом, при совместном электромагнитно-акустическом воздействии на нефтеводонасыщенные горные породы появляются совместные тепловые источники за счет преобразования энергии ЭМ и акустического полей в тепловую энергию.

Целью настоящей работы является построение математической модели совместного ВЧ электромагнитно-акустического воздействия на пласт с учетом появления тепловых источников, а также вывод формулы для расчета акустических тепловых источников в любой зоне пласта (ближней, дальней).

## 2. Вывод точной формулы тепловых источников

Уравнение движения частиц сплошной среды при распространении акустических волн имеет вид [6]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \text{grad } p_a = 0.$$

где  $p_a$  — акустическое давление;  $v$  — скорость движения частиц;  $\rho$  — плотность сплошной среды.

В случае комплексных амплитуд и радиальной геометрии имеем:

$$\dot{v}_r = \frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial \dot{p}_a}{\partial r}, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — постоянная плотность среды в отсутствие волны;  $v_r$  — колебательная скорость частиц;  $j$  — мнимая единица;  $\omega$  — циклическая частота акустических волн. Точки над величинами означают комплексность величин.

Волновое уравнение Гельмгольца для комплексных амплитуд имеет вид:

$$\Delta \dot{p}_a + k_a^2 \dot{p}_a = 0.$$

где  $k_a$  — постоянная распространения акустических волн.

Если давление зависит только от координаты  $r$ , получается уравнение Бесселя:

$$\frac{d^2 \dot{p}_a}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \dot{p}_a}{dr} + k_a^2 \dot{p}_a = 0,$$

решение которого имеет вид:

$$\dot{p}_a = C \cdot H_0^{(2)}(k_a r), \quad (2)$$

где  $C$  — неизвестный коэффициент, определяемый из условия возбуждения акустических волн;

$H_0^{(2)}(k_a r)$  — функция Ханкеля нулевого порядка 2-го рода.

По полученным выражениям (1) и (2) определяется скорость  $\dot{v}_r$ :

$$\dot{v}_r = \frac{j k_a}{\omega \rho_0} C \cdot H_1^{(2)}(k_a r), \quad (3)$$

где  $H_1^{(2)}(kr)$  — функция Ханкеля первого порядка 2-го рода.

Вектор Умова–Пойнтинга записывается в виде:

$$\vec{J} = \dot{p}_a \vec{v}.$$

Средняя за период интенсивность звука:

$$J_{cp} = \frac{1}{2} \text{Re}(\dot{p}_a \dot{v}_r^*). \quad (4)$$

Использование уравнения Умова–Пойнтинга:

$$q_a = -\text{div } \vec{J}$$

и полученных выражений (2), (3) приводит к формуле распределенных источников тепла:

$$\begin{aligned} q_a &= -\frac{1}{2} \text{Re} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{p}_a \dot{v}_r^*) = \\ &= -\frac{|C|^2 \alpha_a \beta_a}{\omega \rho_0} |H_0^{(2)}(k_a r)|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\text{Re}$  — действительная часть комплексной величины; индекс «\*» означает комплексно-сопряженную величину;  $\alpha_a$ ,  $\beta_a$  — коэффициенты затухания и фазы акустических волн, распространяющихся в пласте.

Для определения неизвестного коэффициента  $C$ , вектор Умова–Пойнтинга в точке возбуждения акустических волн  $r = r_0$  приравняется к мощности, излучаемой через поверхность цилиндра высотой  $h$  и радиусом  $r_0$ :

$$\begin{aligned} \frac{N_{a0}}{2\pi r_0 h} &= \frac{1}{2} \text{Re}(\dot{p}_a \dot{v}_r^*) = \\ &= -\frac{|C|^2}{2\omega \rho_0} \text{Re} \left\{ H_0^{(2)}(k_a r_0) H_1^{(2)*}(k_a^* r_0) j k_a \right\}. \end{aligned}$$

В результате получается:

$$\begin{aligned} |C|^2 &= -\frac{N_{a0} \omega \rho_0}{\pi r_0 h} \times \\ &\times \text{Re} \left\{ H_0^{(2)}(k_a r_0) H_1^{(2)*}(k_a^* r_0) j k_a \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

После подстановки (6) в (5):

$$q_a = \frac{\alpha_a \beta_a N_{a0}}{\pi r_0 h} \frac{|H_0^{(2)}(k_a r)|^2}{\text{Re} \left\{ j k_a^* H_0^{(2)}(k_a r_0) H_1^{(2)*}(k_a^* r_0) \right\}}. \quad (7)$$

При выполнении условия  $\dot{k}_a r \gg 1$ , то есть в дальней зоне излучения, функции Ханкеля можно представить в виде [7]:

$$H_0^{(2)}(\dot{k}_a r) = \sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a r}} \exp\left(-j\left(\dot{k}_a r - \frac{\pi}{4}\right)\right);$$

$$H_1^{(2)}(\dot{k}_a r) = \sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a r}} \exp\left(-j\left(\dot{k}_a r - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right).$$

Подставив эти выражения в (6), получим:

$$q_a = \frac{\alpha_a \beta_a N_{a0}}{\pi r_0 h} \times$$

$$\times \frac{\sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a r}} \exp\left(-j\left(\dot{k}_a r - \frac{\pi}{4}\right)\right)}{\operatorname{Re}\left\{j \dot{k}_a^* \sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a r_0}} \exp\left(-j\left(\dot{k}_a r_0 - \frac{\pi}{4}\right)\right)\right\}} \times$$

$$\times \frac{\sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a^* r}} \exp\left(j\left(\dot{k}_a^* r - \frac{\pi}{4}\right)\right)}{\operatorname{Re}\left\{\sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a^* r_0}} \exp\left(j\left(\dot{k}_a^* r_0 - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right)\right\}} =$$

$$= \frac{\alpha_a \beta_a N_{a0}}{\pi r h} \frac{\exp(-2\alpha_a r)}{\operatorname{Re}\left\{j \dot{k}_a^* \exp(-2\alpha_a r_0) \exp(-j\frac{\pi}{2})\right\}} =$$

$$= \frac{\alpha_a N_{a0}}{\pi r h} \exp(-2\alpha_a(r - r_0)).$$

Окончательно запишем выражение тепловых источников для дальней зоны излучения в виде:

$$q_a = \frac{\alpha_a N_{a0}}{\pi r h} \exp(-2\alpha_a(r - r_0)). \quad (8)$$

Таким образом, получена формула (7) для расчета тепловых источников в любой зоне, возникающих в пласте при распространении в ней акустических волн.

Из формулы (4) найдем выражение для интенсивности акустических волн:

$$\dot{J}_{\text{ср}} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( C \cdot H_0^{(2)}(\dot{k}_a r) \frac{j \dot{k}_a^*}{\omega \rho_0} C \cdot H_1^{*(2)}(\dot{k}_a^* r) \right) =$$

$$= -\frac{1}{2\omega \rho_0} |C|^2 \operatorname{Re} \left( j \dot{k}_a^* H_0^{(2)}(\dot{k}_a r) H_1^{*(2)}(\dot{k}_a^* r) \right).$$

Тогда, используя выражение (6), получим:

$$J_{\text{ср}} = \frac{N_{a0} \omega \rho_0}{\pi r_0 h} \frac{1}{2\omega \rho_0} \operatorname{Re} \left( j \dot{k}_a^* H_0^{(2)}(\dot{k}_a r) H_1^{*(2)}(\dot{k}_a^* r) \right) =$$

$$= \frac{N_{a0}}{2\pi r_0 h} \frac{\operatorname{Re} \left( j \dot{k}_a^* H_0^{(2)}(\dot{k}_a r) H_1^{*(2)}(\dot{k}_a^* r) \right)}{\operatorname{Re} \left\{ j \dot{k}_a^* H_0^{(2)}(\dot{k}_a r_0) H_1^{*(2)*}(\dot{k}_a^* r_0) j \dot{k}_a^* \right\}}$$

Если рассматривать дальнюю зону и вместо функций Ханкеля поставить их аппроксимации, то получится выражение для интенсивности для дальней зоны:

$$J_{\text{ср}} = \frac{N_{a0}}{2\pi r_0 h} \times$$

$$\times \frac{\operatorname{Re} \left( j \dot{k}_a^* \sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a r}} \exp\left(-j\left(\dot{k}_a r - \frac{\pi}{4}\right)\right) \right)}{\operatorname{Re} \left( j \dot{k}_a^* \sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a r_0}} \exp\left(-j\left(\dot{k}_a r_0 - \frac{\pi}{4}\right)\right) \right)} \times$$

$$\times \frac{\operatorname{Re} \left( \sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a^* r}} \exp\left(j\left(\dot{k}_a^* r - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right) \right)}{\operatorname{Re} \left( \sqrt{\frac{2}{\pi \dot{k}_a^* r_0}} \exp\left(j\left(\dot{k}_a^* r_0 - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right) \right)} =$$

$$= I_0 \frac{r_0}{r} \frac{\operatorname{Re} \left\{ j \dot{k}_a^* \exp(-2\alpha_a r) \exp(-j\frac{\pi}{2}) \right\}}{\operatorname{Re} \left\{ j \dot{k}_a^* \exp(-2\alpha_a r_0) \exp(-j\frac{\pi}{2}) \right\}} =$$

$$= I_0 \frac{\exp(-2\alpha_a(r - r_0))}{r/r_0}.$$

Или перепишем в виде:

$$J_{\text{ср}} = I = I_0 \frac{\exp(-2\alpha_a(r - r_0))}{r/r_0}.$$

Коэффициент вязко-инерционного поглощения акустических волн в пористой насыщенной среде рассчитывался по формулам, представленным в работе [8]. Для частоты, используемой в данной математической модели  $f_a = 22$  кГц, получилось значение  $0,4758 \text{ м}^{-1}$  для продольной волны 1-го рода. Волнами 2-го рода и поперечными волнами пренебрегали вследствие их сильного затухания. Акустические волны, обладая довольно большим коэффициентом поглощения ( $0,4758 \text{ м}^{-1}$ , у ВЧ ЭМ волн при  $f_s = 13,56$  МГц,  $\alpha_s = 0,0194 \text{ м}^{-1}$ ), поглощаются в основном вблизи скважины, поэтому использование формулы (8) для расчетов тепловых источников от акустических волн тоже оправдано.

### 3. Постановка задачи и ее решение

Плоскорадиальное уравнение распространения тепла с суммарными распределенными тепловыми источниками, возникающими в среде за счёт поглощения энергии ЭМ и акустического полей выглядит следующим образом [9]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{C_p r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda_a \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{v_f \rho_f c_f}{C_p} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{q_{0a}}{C_p},$$

где  $C_p$  — объемная теплоемкость пород пласта;  $T$  — текущая температура;  $\lambda_a$  — коэффициент теплопроводности пород пласта;  $v_f = \frac{Q}{2\pi r h}$  — скорость фильтрации;  $\rho_f$ ,  $c_f$  — плотность и удельная теплоемкость пластового флюида;  $q_{0a}$  — тепловые источники;  $Q$  — дебит добываемой нефти, который

определяется из выражения:

$$Q = Q_0 \frac{\mu_0 \ln \left( \frac{r_k}{r_0} \right)}{\int_{r_0}^{r_k} \frac{\mu(T)}{r} dr}$$

Здесь  $Q_0$  — первоначальный дебит скважины;  $r_k$  — радиус контура питания скважины;  $\mu(T)$  — динамическая вязкость нефти, зависящая от температуры по закону:

$$\mu(T) = \mu_0 \exp(\gamma(T - T_0)),$$

где  $\gamma$  — температурный коэффициент;  $\mu_0$  — вязкость нефти при температуре  $T_0$ ;  $T_0$  — начальная температура.

Суммарные объемные источники тепла в среде, возникающие при воздействии ЭМ и акустического поля, можно представить в виде:

$$q_{\text{аз}} = q_a + q_{\text{э}},$$

где  $q_a$  определяется выражением:

$$q_a = \frac{\alpha_a \beta_a N_{a0}}{\pi r_0 h} \frac{|H_0^{(2)}(\dot{k}_a r)|^2}{\text{Re} \left\{ j \dot{k}_a^* H_0^{(2)}(\dot{k}_a r_0) H_1^{(2)*}(\dot{k}_a^* r_0) \right\}}$$

При воздействии ЭМ поля на пласт тепловые источники имеют вид [10]:

$$q_{\text{э}} = \frac{\alpha_{\text{э}} \beta_{\text{э}} N_{\text{э}0}}{\pi r_0 h} \frac{|H_0^{(2)}(\dot{k}_{\text{э}} r)|^2}{\text{Re} \left\{ j \dot{k}_{\text{э}}^* H_0^{(2)}(\dot{k}_{\text{э}} r_0) H_1^{(2)*}(\dot{k}_{\text{э}}^* r_0) \right\}}$$

где  $N_{\text{э}0}$  — мощность излучателя ЭМ волн;  $\alpha_{\text{э}}$  и  $\beta_{\text{э}}$  — коэффициенты затухания и фазы ЭМ волн;  $\dot{k}_{\text{э}}$  — постоянная распространения электромагнитных волн.

Коэффициент теплопроводности зависит от интенсивности акустического поля следующим образом [11]:

$$\lambda_a = \begin{cases} \lambda_0 + AI(r), & I(r) \geq I_{\text{кр}} \\ \lambda_0 & I(r) < I_{\text{кр}} \end{cases},$$

где  $\lambda_0$  — коэффициент теплопроводности в отсутствии акустического поля;  $A$  — экспериментально определяемый малый параметр;  $I_{\text{кр}}$  — минимальная интенсивность акустического поля, необходимая для увеличения эффективной теплопроводности (для песка  $I_{\text{кр}} = 840 \text{ Вт/м}^2$ );  $I(r)$  — интенсивность акустического поля определяется по формуле:

$$I(r) = \frac{N_{a0}}{2\pi r_0 h} \frac{\text{Re} \left( j \dot{k}_a^* H_0^{(2)}(\dot{k}_a r) H_1^{(2)*}(\dot{k}_a^* r) \right)}{\text{Re} \left\{ j \dot{k}_a^* H_0^{(2)}(\dot{k}_a r_0) H_1^{(2)*}(\dot{k}_a^* r_0) \right\}},$$

где  $I_0$  — интенсивность излучателя при  $r = r_0$ .

Система краевых условий задачи выглядит следующим образом:

$$T(r, 0) = T_0; \quad \frac{\partial T(r_0, t)}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial T(r_k, t)}{\partial r} = 0.$$

Задача решалась численно методом конечных разностей по неявной схеме. При использовании следующих исходных данных:  $f_a = 22 \text{ кГц}$ ;  $h = 8 \text{ м}$ ;  $r_0 = 0,05 \text{ м}$ ;  $N_{a0} = 10 \text{ кВт}$ ;  $N_{\text{э}0} = 40 \text{ кВт}$ ;  $Q_0 = 0,1, 0,5 \text{ и } 1 \text{ м}^3/\text{сут}$ , получаются распределения температуры в пласте, представленные на рис. 1–5.

Из рисунков следует, что с ростом первоначального дебита скважины рост температуры на забое скважины замедляется, так как больше добывается нефти, а вместе с ней уносится и тепло из забоя. Это означает, что при определенном мак-

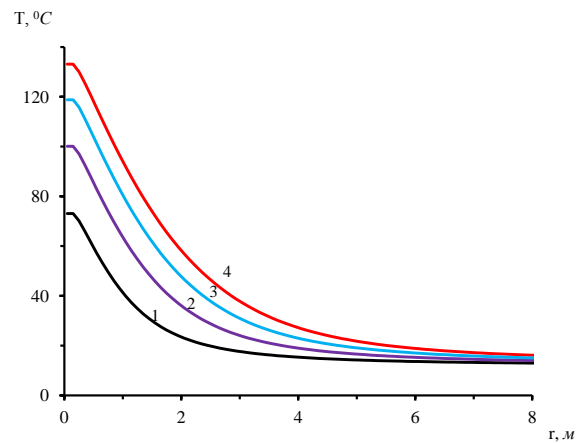


Рис. 1. Распределение температуры в пласте:  $N_{\text{э}0} = 40 \text{ кВт}$ ;  $N_{a0} = 10 \text{ кВт}$ ;  $Q_0 = 0,1 \text{ м}^3/\text{сут}$ . 1 —  $t = 5 \text{ сут}$ , 2 —  $t = 10 \text{ сут}$ , 3 —  $t = 15 \text{ сут}$ , 4 —  $t = 20 \text{ сут}$

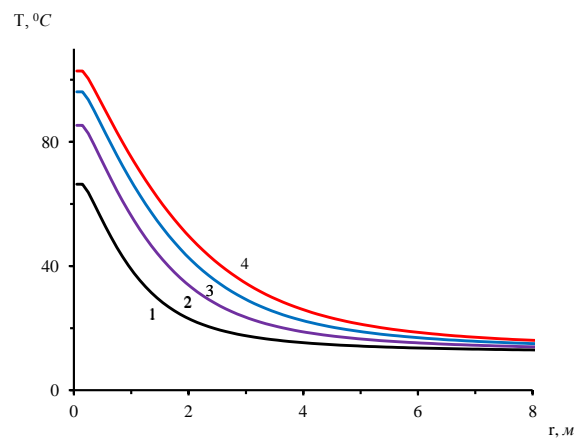


Рис. 2. Распределение температуры в пласте:  $N_{\text{э}0} = 40 \text{ кВт}$ ;  $N_{a0} = 10 \text{ кВт}$ ;  $Q_0 = 0,5 \text{ м}^3/\text{сут}$ . 1 —  $t = 5 \text{ сут}$ , 2 —  $t = 10 \text{ сут}$ , 3 —  $t = 15 \text{ сут}$ , 4 —  $t = 20 \text{ сут}$

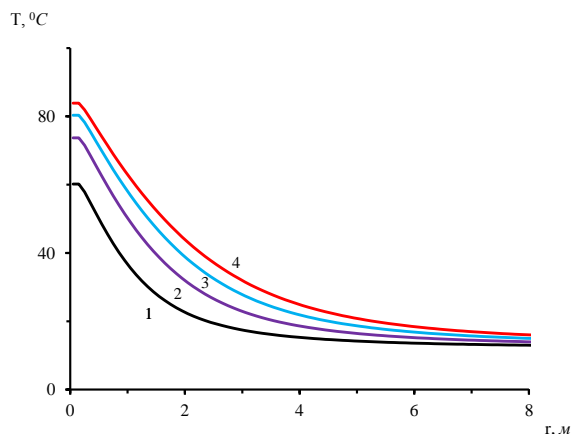


Рис. 3. Распределение температуры в пласте:  $N_{э0} = 40$  кВт;  $N_{а0} = 10$  кВт;  $Q_0 = 1$  м<sup>3</sup>/сут. 1 —  $t = 5$  сут, 2 —  $t = 10$  сут, 3 —  $t = 15$  сут, 4 —  $t = 20$  сут

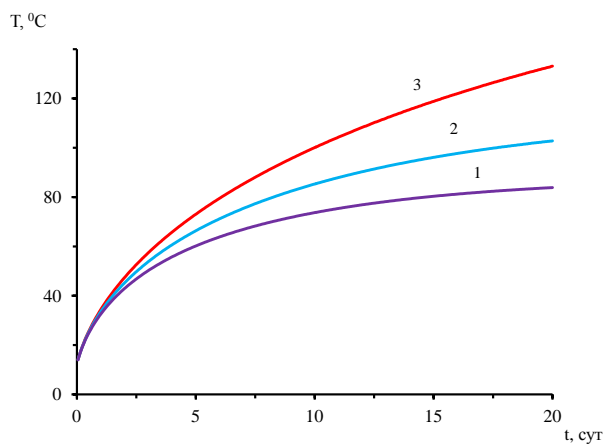


Рис. 4. Динамика температуры на забое скважины:  $N_{э0} = 40$  кВт;  $N_{а0} = 10$  кВт. 1 —  $Q_0 = 1$  м<sup>3</sup>/сут.; 2 —  $Q_0 = 0,5$  м<sup>3</sup>/сут.; 3 —  $Q_0 = 0,1$  м<sup>3</sup>/сут

симальном начальном дебите нагрева пласта практически не будет. И наоборот, слишком низкий начальный дебит может привести к быстрому росту температуры на забое и, следовательно, обусловить парообразование пластового флюида, что негативно скажется на процессе добычи нефти. Таким образом, для наилучшего воздействия на пласт, необходимо с учетом начального дебита скважины подобрать оптимальные параметры воздействия (мощность, частоту излучателей волн). Распределения тепловых источников обоих полей в пласте представлены на рис. 6. Как видно из рисунка, вклад от тепловых источников, создаваемых акустическим полем, намного больше, чем вклад от тепловых источников, создаваемых ВЧ ЭМ полем в ближней зоне.

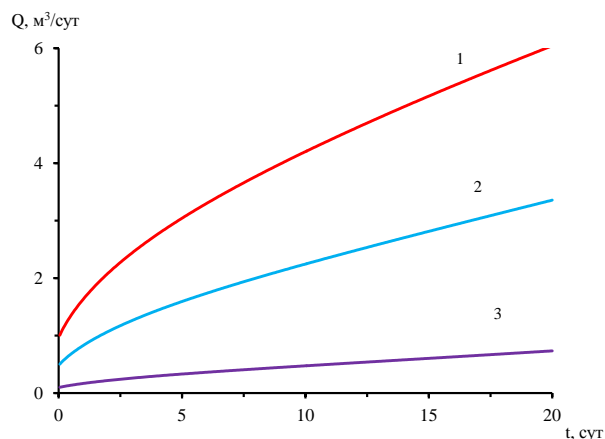


Рис. 5. Динамика дебита скважины:  $N_{э0} = 40$  кВт;  $N_{а0} = 10$  кВт. 1 —  $Q_0 = 1$  м<sup>3</sup>/сут.; 2 —  $Q_0 = 0,5$  м<sup>3</sup>/сут.; 3 —  $Q_0 = 0,1$  м<sup>3</sup>/сут

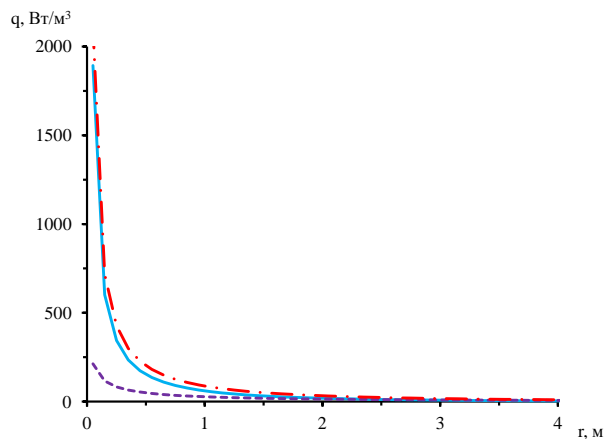


Рис. 6. Распределение тепловых источников в пласте, возникающих при акустическом воздействии  $q_a$  (сплошная кривая), ЭМ воздействии  $q_M$  (пунктирная кривая) и суммарном воздействии на среду  $q_{0M}$  (штрихпунктирная кривая):  $N_{э0} = 40$  кВт;  $N_{а0} = 10$  кВт;  $f_a = 22$  кГц

#### 4. Заключение

В данной работе было проведено численное моделирование совместного воздействия ВЧ ЭМ и акустического полей на нефтяной пласт. Выведена формула тепловых источников, возникающих в пласте при распространении акустических волн. Выявлено, что поглощение акустических волн происходит в ближней зоне скважины из-за большого коэффициента поглощения в насыщенной пористой среде, а значит тепловые источники расположены в основном вблизи скважины. За счет этого происходит быстрый нагрев забоя скважины. При большем начальном дебите скважины рост температуры на забое замедляется, так как вместе с добытой нефтью уносится и тепло, выделенное при поглощении акустических и ВЧ ЭМ волн.

## Список литературы

- [1] Саяхов Ф.Л., Фатыхов М.А., Кузнецов О.Л. Исследование электромагнитно-акустического воздействия на распределение температуры в нефтеводонасыщенной горной породе // Изв. вузов. Нефть и газ. 1981. № 3. С. 36–40.
- [2] Саяхов Ф.Л., Дыбленко В.П., Туфанов И.А., Кузнецов О.Л., Симкин Э.М., Ефимова С.А. Исследование электромагнитно-акустического воздействия на насыщенную пористую среду // ИФЖ. 1979. Т. 36, № 4. С. 648–651.
- [3] Вахитов Г.Г., Кузнецов О.Л., Симкин Э.М. Термодинамика призабойной зоны нефтяного пласта. М.: Недра, 1978. 216 с.
- [4] Кузнецов О.Л., Ефимова С.А. Применение ультразвука в нефтяной промышленности. М.: Недра, 1983. 192 с.
- [5] Саяхов Ф.Л. Исследование термо- и гидродинамических процессов в многофазных средах в высокочастотном электромагнитном поле применительно к нефтедобыче: Дис. ... докт. физ.-матем. наук. М.: МГУ, 1985. 449 с.
- [6] Исакович М.А. Общая акустика. Учебное пособие. М.: Наука, 1973. 496 с.
- [7] Скучик Е. Основы акустики. Т. I. М.: Издательство «Мир», 1976. 520 с.
- [8] Ляховицкий Ф.М., Рапопорт Л.И. Применение теории Френкеля-Био для расчета скоростей и поглощения упругих волн в насыщенных пористых средах // Прикладная геофизика. 1972. Вып. 55. С. 52–64.
- [9] Измайлова Г.Р. Расчет температурного поля при совместном ВЧ электромагнитно-акустическом воздействии на нефтяной пласт // Международная школа-конференция для студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании», посвященная 100-летию Башкирского государственного университета. Сборник трудов. 2009. С. 93–98.
- [10] Хабибуллин И.Л., Клементьева Е.А. Расчет тепловых источников в диэлектрической среде вокруг цилиндрического излучателя электромагнитных волн // Физико-химическая гидродинамика: Межвузовский научный сборник. Уфа: БашГУ, 1987. С. 116–119.
- [11] Вахитов Г.Г., Кузнецов О.Л., Симкин Э.М. Термодинамика призабойной зоны нефтяного пласта. М.: Недра, 1978. 216 с.

# Heating of oil layer by RF electromagnetic and acoustic field with simultaneous oil production

Izmailova G.R.

Branch of Ufa State Petroleum Technological University, Oktyabrsky

In the paper the heat of high-viscosity oil reservoir using two physical fields: RF electromagnetic fields and acoustic. It is the simultaneous production of oil. The formula is derived for the volume of heat sources, resulting in the formation therein during propagation of acoustic waves, which is suitable for the calculations in any zone of the formation. A mathematical model based on the heat equation in cylindrical coordinates. The equation depends only on the radial coordinate. Problem is solved by the finite difference method for the implicit scheme. It is shown that neglecting the absorption of acoustic waves in a thermally distorts the real picture of the temperature field in the formation.

**Keywords:** heat source, absorption coefficient, Hankel function, temperature field, well production rate

