

УДК 532.546:536.421

© 1991 г.

ЗЬЮНГ НГОК ХАЙ, Р. И. НИГМАТУЛИН

## **НЕСТАЦИОНАРНАЯ ОДНОМЕРНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ЖИДКОСТИ В НАСЫЩЕННОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЪЕМНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА**

Исследуется одномерный процесс разогрева насыщенной пористой среды объемным источником тепла за счет поглощения энергии высокочастотной (частотой  $\omega \sim 10^4 - 10^3$  МГц) электромагнитной волны. Предполагается, что в начальном состоянии насыщающая (вторая) компонента находится в жидком с высокой вязкостью или твердом состоянии. Под воздействием тепла она нагревается, плавится, расширяется, становится менее вязкой и под создаваемым перепадом давления может течь относительно неподвижного твердого тела — скелета породы (первая компонента). На основе предложенной математической модели для случая одномерного осесимметричного движения проанализированы и численно изучены основные закономерности процесса. Показано, что в реальных условиях размер зоны, подвергаемой термическому влиянию, может быть весьма значительным. Таким образом, путем изменения различных внешних факторов можно существенно повлиять на динамику процесса и распределения полей температуры, давления и скоростей фаз.

Установлено, что при стационарном разогреве среды электромагнитной волной и при одинаковых значениях других параметров для того, чтобы фронт фазового превращения проникал в глубину среды и достигал заранее заданного расстояния, оптимальным (обеспечивающим минимальное затраченное время и, следовательно, минимальную затрату энергии) является режим излучения волны такой частоты  $\omega$ , которая соответствует длине поглощения  $L(\omega) \sim x_0$ . По сравнению с процессом разогрева среды поверхностным источником тепла за счет теплопроводности разогрев среды объемным источником тепла за счет поглощения электромагнитной энергии более эффективен.

Стационарные и автомодельные решения указанной задачи рассмотрены в [1, 2]. Приложения рассматриваемого процесса см. в [3–8]. Рассматриваемая задача отличается от классической задачи Стефана о процессах плавления или затвердевания [9, 10], где предполагается, что среда однокомпонентная, отсутствует движение среды и связанный с ним конвективный перенос тепла, а внешний подвод тепла происходит только на границах исследуемых областей (т. е. объемный источник тепла отсутствует).

**1. Основные уравнения.** Примем следующие допущения [1, 2]. Процесс плавления происходит (в соответствии со стефановской концепцией) на поверхности — фронте плавления нулевой толщины.

Вне фронта плавления (поверхности сильного разрыва) расстояния, на которых параметры среды меняются существенно, много больше характерных размеров пор и расстояний между ними, которые в свою очередь гораздо больше молекулярно-кинетических размеров (например, средних длин свободного пробега молекул). Температуры фаз и компонент в каждом элементарном объеме пористой среды одинаковы. Отсутствуют изменения объема твердой фазы и деформации скелета пористой среды. Движение жидкой (расплавленной) фазы в пористой среде безынерционное и подчиняется закону Дарси.

Динамику системы, состоящей из пористого твердого тела (первой компоненты), заполняемого жидкой (расплавленной) и твердой (нерасплавленной) фазами второй компоненты вне фронта плавления, можно рассматривать в рамках схемы взаимопроникающих и взаимодействующих

трех сплошных сред: 1) жидкой (расплавленной) фазы второй компоненты; 2) твердой (нерасплавленной) фазы второй компоненты; 3) первой компоненты — твердого пористого скелета. Далее параметры, соответствующие этим средам, отмечаются нижними индексами  $i=1, 2, 3$ ; нижние индексы  $m$  и  $b$  характеризуют параметры среды на фронте плавления и на границе скважины;  $\alpha_i$  — объемная доля  $i$ -й фазы;  $T$  — температура;  $m$  — пористость;  $x$  — пространственная координата;  $x_b$  — радиус скважины вместе с излучателем;  $x_m$  — координата подвижного фронта плавления;  $t$  — время.

Случай, когда насыщающая компонента находится в жидком с высокой вязкостью состоянии ( $\alpha_1=m, \alpha_2=0, \alpha_3=1-m, T>T_m$ ) и отсутствует поверхность плавления вообще, формально будет соответствовать  $x_m \rightarrow +\infty$ .

При принятых допущениях вне поверхности сильного разрыва (фронта плавления  $x_m(t)$ ) уравнения неразрывности, фильтрации фаз и уравнения притока тепла (теплопроводности) смеси для случая одномерного симметричного (плоского  $v=0$ , цилиндрического  $v=1$  и сферического  $v=2$ ) движения в эйлеровой системе координат  $(x, t)$  представим в виде [1, 2]

$$\frac{\partial \rho_i \alpha_i}{\partial t} + \frac{1}{x^v} \frac{\partial}{\partial x} (x^v \rho_i \alpha_i v_i) = 0; \quad i=1, 2, 3 \quad (1.1)$$

$$u_i = \alpha_i v_i = -\frac{k}{\mu_i} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad v_2 = v_3 = 0$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \alpha_1 \rho_1 c_1 v_1 \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{x^v} \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda x^v \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = m, \quad \alpha_1 \alpha_2 = 0$$

Здесь  $\rho_i, p_i, v_i, \mu_i, c_i, \lambda_i$  — соответственно плотность, давление, скорость, вязкость, теплоемкость и коэффициент теплопроводности  $i$ -й фазы;  $k$  — проницаемость;  $Q$  — интенсивность объемного источника тепла. При этом теплоемкость смеси  $c$  полагается аддитивной по массам фаз и аналогично в простейшем варианте коэффициент теплопроводности смеси  $\lambda$  можно положить аддитивным по объемам фаз

$$\rho c = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \rho_i c_i, \quad \lambda = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \lambda_i \quad (1.2)$$

Уточнение для  $\lambda$  ( $\lambda_i, c_i$ ) не представляет затруднений для дальнейшего анализа.

В уравнении (1.1) учитывалось, что при реальных удельных мощностях излучателя порядка  $1-10^2$  кВт/м пондеромоторная сила пренебрежимо мала по сравнению с реально встречающимися в продуктивных пластах перепадами давления. Мал и вклад работы внутренних сил в изменение температуры среды.

Используем следующие уравнения состояния фаз и вязкости:

$$\rho_1 = \rho_{10} [1 + \beta_p (p_1 - p_0) - \beta_T (T - T_0)], \quad \rho_2 = \text{const}, \quad \rho_3 = \text{const} \quad (1.3)$$

$$\mu_1 = \mu_{10} (T_0/T)^* \quad (1.4)$$

где  $\beta_p, \beta_T$  — коэффициенты сжимаемости и теплового расширения жидкой фазы.

Задача о распределении давления (напряжения) среды перед фронтом плавления ( $x > x_m(t)$ ) в данной постановке ( $\rho_2 = \text{const}, \rho_3 = \text{const}, m = \text{const}$ ) относится к классу статически неопределимых задач и это распределение не влияет на распределение всех остальных параметров.

Распределение тепловых источников  $Q$ , возникающих за счет поглощения электромагнитной энергии, определяется из уравнения Умова — Пойнтинга и закона Бугера — Ламберта

$$Q = -\frac{\partial R}{\partial x}, \quad \frac{\partial R}{\partial x} = \frac{R}{L} \quad (1.5)$$

где  $L$  — длина поглощения электромагнитной энергии рассматриваемой среды, зависящая от частоты излучения  $\omega$ , температуры  $T$  и давления  $p$ ;  $R$  — интенсивность излучения.

Пренебрегая влиянием давления  $p$  и температуры  $T$  на длину поглощения  $L$  и учитывая, что электромагнитная волна может отражаться от поверхности плавления  $x_m(t)$  как от поверхности, на которой претерпевают разрыв электромагнитные свойства среды, для однородной и изотропной среды в случае распространения одномерной (плоской, цилиндрической и сферической) монохроматической волны объемные тепловые источники для смеси в целом можно представить в следующем виде [1, 2]:

$$x_b < x < x_m(t): Q_l = \frac{R_b}{L_l} \left(\frac{x_b}{x}\right)^{\nu} \left[ \exp\left(-\frac{x-x_b}{L_l}\right) + H \exp\left(-\frac{x_m-x_b}{L_l} - \frac{x_m-x}{L_l}\right) \right] \quad (1.6)$$

$$x > x_m(t): Q_s = (1-H) \frac{R_b}{L_s} \left(\frac{x_b}{x}\right)^{\nu} \exp\left(-\frac{x_m-x_b}{L_l} - \frac{x-x_m}{L_s}\right)$$

$$R_b = \frac{N_e}{S_b}; \quad S_b = \chi(\nu) x_b^{\nu}; \quad L_k^{-1} = \sum_{i=1}^3 \alpha_i L_i^{-1}, \quad k=l, S$$

$$\chi(1) = 2\pi, \quad \chi(2) = 4\pi; \quad \chi(0) = 1$$

где  $R_b$  — интенсивность излучения на границе скважины ( $x=x_b$ ), определяемая мощностью  $N^{(e)}$  и площадью поверхности излучателя  $S_b$ ; параметр  $H$  ( $0 \leq H \leq 1$ ) характеризует отражение излучаемой волны от межфазной границы и определяется как отношение энергий отраженной и падающей волн ( $H=0$  соответствует отсутствию отражения,  $H=1$  — полному отражению); для обозначения параметров смеси (длин поглощения  $L$ ) в области расплавленной ( $x_b < x < x_m(t)$ ) и нерасплавленной ( $x > x_m(t)$ ) второй компоненты используются индексы  $l$  и  $S$  соответственно. Следует иметь в виду, что всегда  $Q_k \geq 0$  ( $k=l, S$ ). Систему уравнений (1.1)–(1.4) с учетом (1.6) будем решать при следующих начальных и граничных условиях:

$$t=0: T=T_0 \leq T_m \text{ или } p=p_0, T=T_0 \geq T_m \quad (1.7)$$

$$x=x_b: T=T_b \text{ или } \lambda_b S_b (\partial T / \partial x) = -q_b$$

$$p=p_b \text{ или } m \rho_{1b} S_b v_{1b} = g_b$$

$$x \rightarrow +\infty: T \rightarrow T_0 \text{ или } p \rightarrow p_0, T \rightarrow T_0$$

$$v_{1m} = \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \frac{dx_m}{dt}, \quad \frac{dx_m}{dt} = \frac{j}{m \rho_2}$$

(1.8)

$$T = T_m = \text{const}, \quad j_l = q_l + q_s$$

$$q_l = -\lambda_l \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_m-0}; \quad q_s = \lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_m+0}$$

Здесь  $g_b$  — полный массовый расход жидкой фазы;  $j, l$  — интенсивность и удельная теплота фазового перехода;  $q_l, q_s$  — потоки тепла, поступающего к межфазной поверхности со стороны подвижной и неподвижной фазы;  $q_b = q(x_b, t)$  — интенсивность полного потока тепла через границу  $x = x_b$ , соответствует случаю подвода тепла;  $q_b < 0$  — случаю отвода тепла;  $q_b = 0$  — означает отсутствие теплопроводности на границе скважины; нижний индекс ноль характеризует параметры начального состояния.

В общем случае параметры жидкой фазы на фронте плавления должны быть определены из условия равновесия фаз вдоль линии плавления на основании уравнения Клапейрона — Клаузиуса для  $T_m(p)$ . Далее примем (см. [1])  $T_m = \text{const}$ .

**2. Нестационарный тепло- и массоперенос в насыщенной пористой среде при наличии подвижного фронта плавления или затвердевания.** Система уравнений (1.1) — (1.4), (1.6), (1.8) с начальными и граничными условиями (1.7) была преобразована к безразмерному виду и решена численно комбинацией метода прогонки с итерационным методом для отслеживания подвижного фронта плавления  $x_m(t)$ .

При этом для расчета процесса отщепления фазового фронта от внутренней границы исследуемой области  $x = x_b$  используется модифицированный конечно-разностный метод с ловлей фронта фазового превращения в узлы сетки [11], а затем расчет продолжается при помощи конечно-разностного метода с дробными шагами фазовых фронтов [12]. Распределение температуры среды  $T(x, t_{mb})$ , полученное на первом этапе в момент появления фронта фазового перехода  $t = t_{mb}$ , служит начальным условием для второго этапа расчета.

Размер «скважины»  $x_b$  много меньше характерного размера задачи  $L_*$  ( $x_b \ll L_*$ ) и, как правило, вблизи нее реализуются большие градиенты. Поэтому для обеспечения необходимой точности полученных результатов расчетная область разделяется на две подобласти: «микрообласть» вокруг скважины и «макрообласть» вдали от нее. В микрообласти введена новая растягивающаяся координата  $y \sim \ln(x/x_b)$  [13]. Размеры расчетных ячеек в каждой подобласти и размер микрообласти выбираются из условий обеспечения высокой точности полученных результатов и плавного перехода при расчете от микрообласти к макрообласти.

Для отработки методики и проверки точности численного решения были проведены тестовые расчеты некоторых предельных и частных случаев. Результаты расчетов проверялись также путем сравнения численных решений с автомодельными решениями [2], где  $x_m(t) \sim \sqrt{t}$ . В целом сравнение дает хорошее согласование. При этом точность и устойчивость численных решений существенно зависят от способа разбиения расчетного поля (от выбора размеров расчетных ячеек и размера микрообласти).

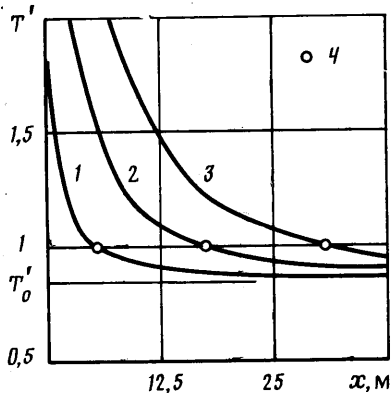
Все представленные расчеты соответствуют случаю пористой среды, насыщенной битумной нефтью в характерных естественных условиях залегания

$$\begin{aligned} T_m &= 351 \text{ К}; p_b = 0,1 \text{ МПа}; \rho_{10} = 800; \rho_2 = 970; \\ \rho_3 &= 2600 \text{ кг/м}^3; c_1 = 2,1; c_2 = 1,68; c_3 = 0,8 \text{ кДж/кг} \cdot \text{К}; \\ \lambda_1 &= 0,14; \lambda_2 = 0,9; \lambda_3 = 2,3 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}; l = 160 \text{ кДж/кг}; \\ \beta_p &= 7 \cdot 10^{-4} \text{ МПа}^{-1}; \beta_r = 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}; \mu_{1m} = 0,002 \text{ Па} \cdot \text{с}; \\ k &= 2 \text{ Д}; \kappa = 18; m = 0,3 \end{aligned}$$

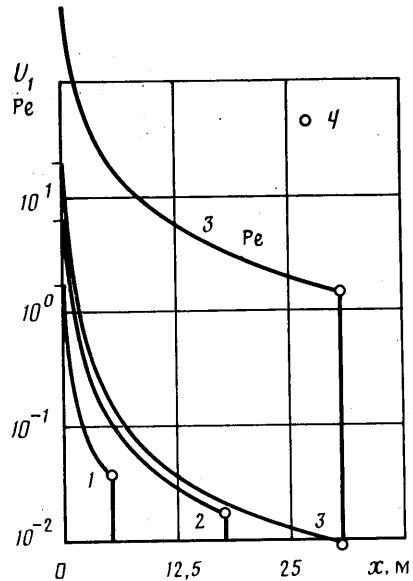
При этом мощность пласта  $h = 1$  м,  $x_b = 0,15$  м, скважина адиабатична ( $q_b = 0$ ), а электрофизические характеристики среды ( $L_i, L_s$  и  $H$ ) и мощность излучателя  $N^{(e)}$  варьируются. Длина поглощения  $L$  существенно зависит от частоты  $\omega$ , поэтому варьирование частоты  $\omega$  соответствует варьированию длины поглощения  $L = L(\omega)$ .

Ниже представлены численные решения для случая стационарного (постоянного и непрерывного) разогрева среды высокочастотным электромагнитным излучением от излучателя мощностью  $N^{(e)} = 60$  кВт, при  $L_i = L_s = L$  и отсутствии отражения электромагнитных волн от фронта фазового превращения  $x = x_m(t)$ , ( $H = 0$ ).

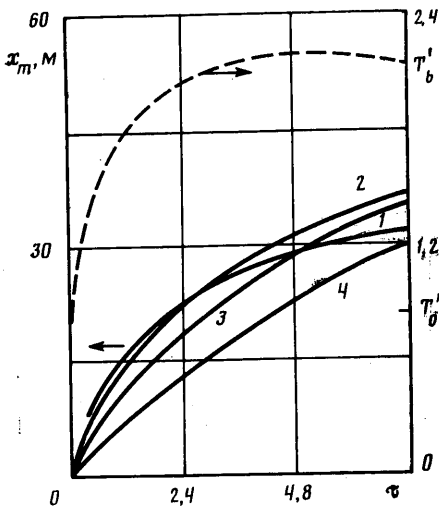
На фиг. 1, 2 для случая  $L = 25$  м представлены распределения температуры ( $T' = T/T_m$ ) (фиг. 1) и скоростей среды  $U_1 = |u_1|/u_*$  (фиг. 2)



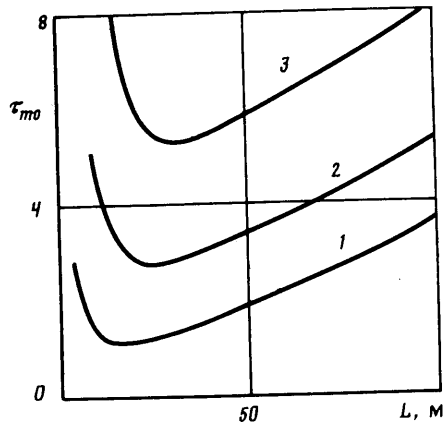
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

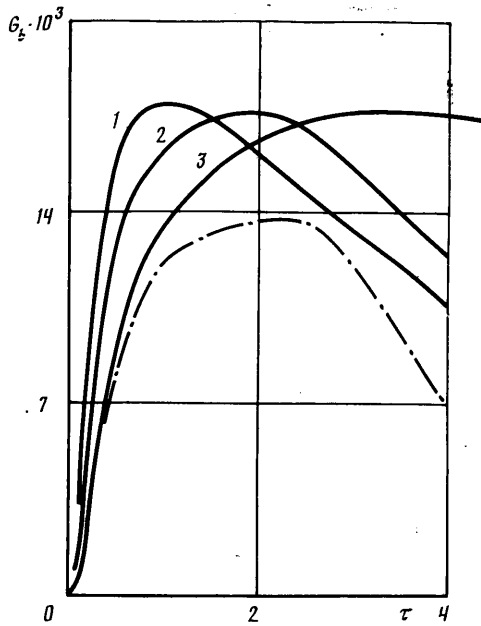
в различные моменты времени  $\tau = t/t_* = 0,34; 1,7$  и  $4,6$ . При этом  $u_* = k\rho_b/\mu_{1m}L_* \approx 0,346$  м/сут,  $t_* = L_*/u_* \approx 72,3$  сут. На фигуре кружочки — 4 обозначают фронты плавления. Из-за интенсивного поглощения энергии излучения средой вблизи излучателя температура среды может достигнуть достаточно высоких значений:  $T \sim (3-4)T_m \sim 1000$  К.

На фиг. 2 представлено также изменение по пространству безразмерного числа Пекле  $Pe = \rho_1 c_1 L_* |u_1| / \lambda_1$  в зоне расплавленной жидкости, находящейся непосредственно за фронтом плавления, конвективный перенос тепла и теплопроводность играют примерно одинаковую роль (в этой зоне  $Pe \sim 1$ ). При приближении к скважине за счет геометрии скорость фильтрации расплавленной фазы сильно увеличивается и, следовательно, повышается относительная роль конвективного переноса теп-

ла (увеличивается число  $Re$ ). Вблизи скважины число  $Re$  резко увеличивается и достигает величины порядка  $10^2$ .

На фиг. 3–5 представлены результаты исследования влияния длины поглощения  $L(\omega)$  на рассматриваемый процесс.

На фиг. 3 представлена эволюция толщины зоны жидкой расплавленной фазы второй компоненты  $x_m(t)$  во времени для различных значений длин поглощения  $L$ . Кривые 1–4 соответствуют  $L=16,7; 25; 50$  и  $100$  м. Размеры зоны расплавленной фазы второй компоненты по времени меняются непропорционально  $L$  и за время  $t \sim 1$  год ( $\tau \sim 5$ ) фронт плавления успевает проникнуть в достаточно большую глубину  $\sim 30$ – $35$  м. Увеличение длины поглощения энергии  $L$  означает увеличение



Фиг. 5

доли энергии электромагнитных волн, переданной в глубь среды. Это приводит к увеличению времени появления фронта фазового превращения  $t_{mb}$ , к уменьшению скорости движения этого фронта в начальный период времени и к ускорению его движения в более позднее время (так как в глубине среда становится более нагретой).

Для заданного заранее расстояния  $x_0$  минимальное по  $L$  время  $t_{m0}$  (и поэтому минимальная затраченная на излучение электромагнитных волн энергия), необходимое для того, чтобы фронт плавления  $x_m$  достиг расстояния  $x_0$ , реализуется при режиме излучения электромагнитной волны частоты  $\omega$ , соответствующей длине поглощения  $L(\omega) \sim x_0$ . На фиг. 4 представлена расчетная зависимость времени  $t_{m0}$  от длины поглощения  $L$  в вышеуказанном случае:  $N^{(e)}/h=60$  кВт/м,  $q_b=0$ ,  $H=0$ . Кривые 1–3 на фиг. 4 соответствуют  $x_0=16,7; 26$  и  $33,3$  м. Для  $x_0=25$  м минимальное время  $\tau_{m0} \sim 2,8$  ( $t_{m0}=200$  сут) достигается при  $L \sim 25$  м.

В рассматриваемой задаче можно выделить два предельных режима. Первый, когда  $L \rightarrow +\infty$ , равносильен отсутствию объемного источника тепла ( $Q=0$ ). Второй, когда  $L \rightarrow 0$ , что также соответствует отсутствию объемного нагрева среды, когда энергия источника вся выделяется на

поверхности скважины:  $N^{(e)} = q_b = \lambda_b S_b \partial T / \partial x$ . Увеличение интенсивности поглощения энергии излучения средой вблизи излучателя (уменьшение  $L$ ) может приводить к появлению зоны высокой температуры вокруг скважины, наличие которой нежелательно в связи с увеличением доли энергии волны, ушедшей на разогрев части уже расплавленного вещества и с возможным появлением процессов газообразования, крекинга, деформации скелета, разрушения породы и т. д. В фиксированной пространственной точке температура среды  $T(x, t)$  может немонотонно зависеть от времени  $t$ .

Интенсивное поглощение энергии средой вблизи излучателя приводит к быстрому увеличению температуры и ее градиента и к увеличению интенсивности отвода тепла из прискважинной зоны в пласт. Кроме того, это приводит к ускорению фильтрации расплавленной фазы к скважине у менее нагретой зоны и тем самым к уменьшению температуры среды в данной фиксированной пространственной точке (см. штриховую кривую на фиг. 3, которая представляет собой зависимость температуры на скважине ( $x=x_b$ )  $T_b' = T_b/T_m$  от времени для случая  $L=50$  м).

Для различных  $L$  на фиг. 5 представлены зависимости безразмерного расхода жидкой расплавленной фазы второй компоненты  $G_b = g_b/g_*$  (где  $g_* = 2\pi L \lambda_* h_{i*} \rho_{i0} = 43,4$  т/сут) от времени  $t$ . Кривые 1–3 соответствуют  $L=16,7; 25; 33,3$  м. Штрихпунктирная кривая соответствует случаю  $L=25$  м и  $\beta_p = \beta_T = 0$ , т. е. жидкая фаза имеет фиксированную плотность ( $\rho_1 = \text{const}$ ), которая отличается от плотности вещества до плавления ( $\rho_1 < \rho_2$ ). Интенсивность фильтрации жидкости (расход жидкости  $G_b$ ) нелинейно и немонотонно зависит от времени и за время  $\tau \sim 4-5$  ( $t \sim 1$  год) количество извлекаемой жидкости из одной скважины

$$G_b' = \int_0^t G_b(\xi) d\xi = \int_0^t \frac{g_b(\xi)}{g_* d(\xi)} d\xi \quad (2.1)$$

может достигать значительной величины, например порядка 100 т, что сильно зависит от расширения среды при плавлении, т. е. от  $\rho_2 - \rho_1$ . Уменьшение  $L$  приводит к увеличению скорости расплавления вещества и активной фильтрации жидкости в начальный период времени и тем не менее к замедлению процесса в более поздний период времени. При этом максимальный расход жидкости достигается, когда  $x_m(t) \sim L$  (ср. соответствующие кривые, представленные на фиг. 3 и 5). В пределе  $t \rightarrow +\infty$ ,  $x_m \rightarrow +\infty$  [1] и расход жидкости должен уменьшаться и стремиться к нулю.

Во всех представленных вариантах при расчете не обнаруживалось в области расплавленной фазы второй компоненты ( $x \geq x_m(t)$ ) зоны перегретой среды (см. [2]), которая может возникать при наличии объемного источника тепла  $Q$ . В связи с неустойчивостью этой зоны для ее описания необходимо использовать модель с многофазной зоной плавления ненулевой толщины, как и в случае однокомпонентной среды (см., например, [14–18]).

В общем случае могут различаться не только теплофизические ( $\lambda_i, c_i, \rho_i, \dots$ ), но и электрофизические характеристики ( $L_i \neq L_s, H \neq 0$ ) фаз. Результаты расчетов показали, что любое уменьшение длины поглощения  $L_k$  (уменьшение одного из  $L_l$  и  $L_s$  или одновременно их обоих), означающее усиление неравномерности процесса разогрева среды, приводит к ускорению движения фронта плавления в начальный период времени и к замедлению его движения на поздней стадии. В целом это приводит к более медленному росту размера зоны расплавленной фазы второй компоненты.

Наличие отражения электромагнитной волны от фронта фазового превращения ( $H > 0$ ) приводит к замедлению его. При этом степень замедления монотонно зависит от коэффициента отражения  $H$ : при прочих неизменных условиях чем больше  $H$ , тем медленнее двигается фронт плавления. При увеличении коэффициента отражения  $H$  температура в зоне расплавленной фазы второй компоненты ( $x_b \leq x \leq x_m(t)$ ) становится больше, а в зоне нерасплавленной фазы второй компоненты ( $x > x_m(t)$ ), наоборот, меньше. Это связано с тем, что увеличение  $H$  означает увеличение электромагнитной энергии возвращающейся в зону жидкой расплавленной фазы второй компоненты (за фазовым фронтом) и поэтому к увеличению доли энергии, затраченной на разогрев уже расплавленного вещества в зоне:  $x_b \leq x \leq x_m(t)$ .

Результаты расчетов показали также, что существенное влияние на динамику процесса оказывают и теплофизические характеристики фаз, мощность излучателя электромагнитных волн и временной режим излучения электромагнитных волн. Учет реальной зависимости вязкости жидкой фазы от температуры приводит к сильному изменению распределения давления, поля скоростей и, следовательно, температуры среды. А увеличение мощности излучателя электромагнитных волн при фиксированных значениях других параметров приводит не только к увеличению скорости движения фронта плавления, но и к значительному повышению температуры среды вокруг скважины. При этом, как уже отмечалось, последнее может быть нежелательным явлением.

С целью контроля над максимальным значением температуры среды вблизи скважины проводилось также исследование разрывного режима разогрева среды

$$Q=0 \quad (N^{(e)}=0), \quad T(x_b, t) \geq T_{b \max} \quad (2.2)$$

$$Q>0 \quad (N^{(e)}=\text{const}>0), \quad T(x_b, t) \leq T_{b \min}$$

Результаты расчетов, проведенных для  $T_{b \min}=495$  К, а  $T_{b \max}=650$  К, показали, что способ контроля над максимальным значением температуры среды в зоне вокруг скважины путем временной остановки излучения приводит к сильному увеличению суммарного времени процесса. Например, по сравнению со способом контроля над процессом варьирования частотного режима излучения время расплавления одинаковой зоны среды увеличивается в несколько раз. При этом затраты энергии на излучение близки между собою.

**3. Нестационарная фильтрация высоковязкой жидкости в поле объемного источника тепла типа излучения.** Рассматривается случай разогрева насыщенной пористой среды, когда отсутствуют твердая фаза насыщающей компоненты (вторая фаза) и поверхность плавления, т. е.  $x_m \rightarrow +\infty$

$$t=0, \quad T=T_0 \geq T_m, \quad p=p_0 \quad (3.1)$$

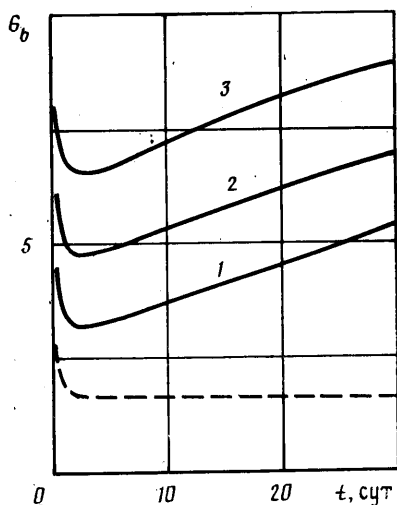
$$x=x_b, \quad \lambda_b S_b \partial T / \partial x = -q_b, \quad p=p_b$$

$$x \rightarrow +\infty, \quad T \rightarrow T_0, \quad p \rightarrow p_0$$

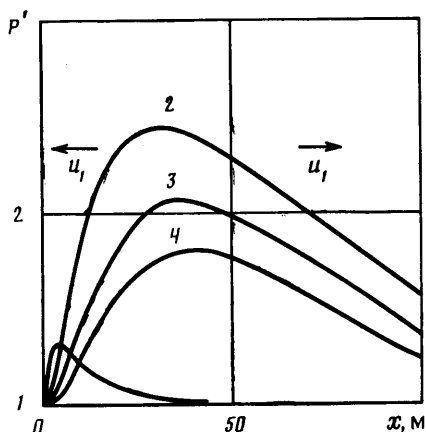
Расчеты проводились для  $T_0=293$  К,  $\rho_{10}=10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\beta_T=0,5 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>,  $\mu_{10}=1$  Па·с, а остальные теплофизические и структурные характеристики среды имели те же значения, что и в разд. 2, при этом  $\nu=1$  и скважина полагалась адиабатической ( $q_b=0$ ).

Результаты расчетов показали, что, как и в случае нагрева пористой среды, первоначально насыщенной твердой фазой второй компоненты (разд. 2), в данном случае уменьшение длины поглощения  $L$  приводит к более интенсивному поглощению энергии средой вблизи излучателя и





Фиг. 6



Фиг. 7

тем самым к возможности возникновения более высокой температуры вокруг него. По сравнению с первым случаем в связи с отсутствием потери энергии (тепла) на фазовое превращение температура среды в этом случае поднимается гораздо быстрее.

Для случая начального давления  $p_0=1$  МПа на фиг. 6 представлена зависимость безразмерного расхода жидкости  $G_b=g_b/g_*$  (где  $g_* = 2\pi L_* h u_* \rho_{10} = 0,108$  т/сут,  $u_* = k p_b / (\mu_{10} L_*)$ ) от времени  $t$  для случая стационарного разогрева среды объемным источником тепла  $N^{(e)}=60$  кВт (кривые 1–3) и для случая его отсутствия (т. е. для случая естественной фильтрации вязкой жидкости)  $N^{(e)}=0$  (штриховая кривая). При этом кривые 1–3 соответствуют длинам поглощения  $L=100; 50$  и  $25$  м. По сравнению со случаем естественной фильтрации жидкости при наличии разогрева среды объемным источником тепла излучения (1.6) расход жидкости по времени сильно увеличивается, например, в несколько раз. В случае одномерного осесимметричного движения ( $v=1$ ) для рассматриваемой задачи ( $x \rightarrow +\infty$ ,  $p \rightarrow p_\infty < +\infty$ ) отсутствует предельное стационарное решение, при котором  $G_b \neq 0$ . В этом случае при  $t \rightarrow +\infty$  расход жидкости уменьшается и стремится к нулю.

Для случая, когда отсутствует первоначальный перепад давления и фильтрация жидкой фазы  $L=100$  м,  $N^{(e)}=60$  кВт,  $p_0=p_b=0,1$  МПа, на фиг. 7 представлены профили давления жидкости в различные моменты времени. Кривые 1–4 на фиг. 7 соответствуют моментам времени  $t=0,04; 10; 20$  и  $30$  сут. Зона, подвергающаяся термическому влиянию и активной фильтрации за счет объемного источника тепла в течение времени  $\sim 10$  сут, имеет размер  $\sim 10$  м, в то время как при поверхностном разогреве среды ( $q_b > 0$ ,  $N^{(e)}=0$ ) за то же время  $\sim 1,5$  м. Разогрев среды приводит к разжижению, расширению жидкой фазы и, как следствие, к сильному повышению давления и его градиента в среде вокруг скважины. Эта разжиженная среда под действием создаваемого перепада давления дает ненулевой расход и в тех случаях, когда первоначально перепад давления отсутствует (см. фиг. 7). В каждый момент времени в результате взаимодействия между процессом разогрева среды и фильтрацией в жидкости формируется поверхность, которая со временем перемещается вовнутрь среды и на которой значение давления жидкости достигает максимума. На этой поверхности скорость фильтрации  $u_1=0$ , а вне нее  $u_1$  отличается от нуля, однако относи-

тельно этой поверхности векторы скорости направлены в разные стороны. (На фиг. 7 направления вектора  $u_1$  в каждой зоне обозначаются соответствующими стрелками.)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зыонг Нгок Хай, Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. К теории фильтрации жидкости в пористой среде при объемном нагреве высокочастотным электромагнитным полем // ПММ. 1987. Т. 51. Вып. 1. С. 29–38.
2. Зыонг Нгок Хай, Мусаев Н. Д., Нигматулин Р. И. Автомодельные решения задачи тепло- и массопереноса в насыщенной пористой среде с объемным источником тепла // ПММ. 1987. Т. 51. Вып. 6. С. 973–983.
3. Саяхов Ф. Л., Фагызов М. А., Кузнецов О. Л. Исследование электромагнитоакустического воздействия на распределение температуры в нефтенасыщенной горной породе // Изв. вузов. Нефть и газ. 1981. № 3. С. 36–40.
4. Чистяков С. И., Денисова Н. Ф., Саяхов Ф. Л. Экспериментальное исследование зависимости диэлектрических свойств нефти и ее фракций от частоты // Изв. вузов. Нефть и газ. 1972. № 5. С. 53–56.
5. Вахитов Г. Г., Симкин Э. М. Использование физических полей для извлечения нефти из пластов. М.: Недра, 1985. 230 с.
6. Айрапетян М. А., Слотин Н. И. Некоторые результаты по изучению  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  для песков различной пористости при различной увлажненности и нефтенасыщенности // Тр. Ин-та нефти АН КазССР. 1959. Т. 3. С. 125–132.
7. Abernethy E. R. Production increase of heavy oils by electromagnetic heating // J. Can. Petrol. Techn. 1976. V. 15. № 3. P. 91–97.
8. Bridges J., Stresty G., Taflove A., Snow R. Radi-frequency heating to recovery oil from Utah tar-sands // The future of heavy crude oils and tar-sands. N. Y.: McGraw-Hill Inc., 1980. P. 396–409.
9. Carlslaw H. S., Jaeger J. C. Conduction of heat in solids. Oxford: Clarendon Press, 1959. 510 p. (Рус. перев.: Карслоу Г. С., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.)
10. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана. Рига: Звайгзне, 1987. 457 с.
11. Васильев Ф. П. О методе конечных разностей для решения однофазной задачи Стефана для квазилинейного уравнения // Докл. АН СССР. 1963. Т. 152. № 4. С. 783–786.
12. Будаков Б. М., Васильев Ф. П., Успенский А. Б. Разностные методы решения некоторых краевых задач типа Стефана // Численные методы в газовой динамике. Вып. 4. М.: Изд-во МГУ, 1965. С. 139–183.
13. Таранчук В. Б., Чудов Л. А. Численный метод для решения некоторых задач плоской двухфазной фильтрации в области со скважинами // Численные методы механики сплошной среды. Т. 5. № 4. Новосибирск, 1974. С. 90–102.
14. Мейрманов А. М. Задача Стефана. Новосибирск: Наука, 1986. 239 с.
15. Авдонин Н. А. Математическое описание процессов кристаллизации. Рига: Зинатне, 1980. 178 с.
16. Chan S. H., Cho D. H., Kocamustafaogullari G. Melting and solidification with internal radiative transfer. A generalized phase change model // Int. J. Heat Mass Transfer. 1983. V. 26. № 4. P. 621–633.
17. Hills R. N., Loper D. E., Roberts P. H. A thermodynamically consistent model of a mushy zone // Quart. J. Mech. Appl. Math. 1983. V. 36. Pt 4. P. 505–539.
18. Oruma F. O., Özişik M. N., Boles M. A. Effects of anisotropic scattering on melting and solidification of a semi-infinite, semi-transparent medium // Int. J. Heat Mass Transfer. 1985. V. 28. № 2. P. 441–449.

Тюмень

Поступила в редакцию  
20.VI.1990