УДК 532.546

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭНЕРГИИ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОРИСТУЮ СРЕДУ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННУЮ ГАЗОГИДРАТОМ

Муллабаева Р.З.,
научный руководитель канд. физ.-мат. наук Дмитриев В.Л.
Стерлитамакская государственная педагогическая академия им. Зайнаб Биишевой

Предположим, что на границе области пористой среды, заполненной в исходном состоянии частично газом, а частично газогидратом, действует излучатель энергии мощностью q. При таком воздействии в пористой среде образуются две зоны. В первой, находящейся вблизи источника излучения, в поровых каналах содержатся лишь продукты разложения газогидрата (газ и вода), а твердый газогидрат отсутствует. Во второй, дальней зоне, в пористых каналах присутствуют газогидрат и газ. Считаем, что поглощение излучения происходит в тонком слое на фронтальной границе между двумя зонами, где имеет место полное разложение газогидрата [4, 5].

Пусть объемная доля газогидрата в поровых каналах второй зоны составляет ν. При математическом описании процессов фильтрации и теплопереноса введены следующие допущения: скелет, газогидрат, вода несжимаемы; газ – калорически совершенный, газовая фаза является подвижной, вода – неподвижной (υ_{liq}); пористость m постоянна. Гидрат является двухкомпонентной системой с массовой концентрацией газа g. Нижние индексы s, h, liq, g будем относить соответственно к скелету, газовому гидрату, воде и газу. Параметры, соответствующие первой и второй зонам, снабжены нижними индексами $i = 1, 2$, заключенными в скобки.

С учетом принятых допущений запишем для одномерных задач уравнения сохранения массы, притока тепла, состояния газа, и закон Дарси [1, 5]:

$$m_{(i)}\frac{\partial \rho_{g(i)}}{\partial t} + r^{-n}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^{n}\rho_{g(i)}m_{(i)}\upsilon_{g(i)}\right) = 0, \quad u_{g(i)} = m_{(i)}\upsilon_{g(i)} = -\frac{k_{(i)}}{\mu_{g(i)}}\frac{\partial p_{(i)}}{\partial r},$$

$$\rho_{(i)}c_{(i)}\frac{\partial T_{(i)}}{\partial t} + \rho_{g(i)}c_{g(i)}m_{(i)}\upsilon_{g(i)}\frac{\partial T_{(i)}}{\partial r} = r^{-n}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_{(i)}r^{n}\frac{\partial T_{(i)}}{\partial r}\right) + m_{(i)}\left(\frac{\partial p_{(i)}}{\partial t} + \upsilon_{g(i)}\frac{\partial p_{(i)}}{\partial r}\right), \qquad (1)$$

$$p_{(i)} = \rho_{g(i)}R_g T_{(i)}, \quad m_{(1)} = mS_{g(1)}, \quad m_{(2)} = m(1-\nu), \quad S_{g(i)} + S_{liq(i)} = 1.$$

Здесь $k_{(i)}$ – коэффициент абсолютной проницаемости, $\mu_{g(i)}$ – динамическая вязкость газа, $\upsilon_{g(i)}$ – истинная скорость газа, $u_{g(i)}$ – скорость фильтрации газа, $c_{g(i)}$ – теплоемкость газа при постоянном давлении, $\lambda_{(i)}$ – коэффициент теплопроводности, $S_{g(i)}$ и $S_{liq(i)}$ – газонасыщенность и водонасыщенность; $n = 0$ соответствует плоскоодномерной задаче, а $n = 1$ – радиальносимметричной.

Из условий баланса массы для воды и газа, а также тепла на границе между зонами $r = r_{(s)}$ следует:

$$m\nu\rho_h(1-g)\dot{r}_{(s)} = mS_{liq(1)}\rho_{liq}\dot{r}_{(s)},$$

$$m\left[(1-\nu)\rho_{g(s)}\left(\upsilon_{g(2)} - \dot{r}_{(s)}\right) - \nu\rho_h g\dot{r}_{(s)}\right] = mS_{g(1)}\rho_{g(s)}\left(\upsilon_{g(1)} - \dot{r}_{(s)}\right), \qquad (2)$$

$$\lambda_{(2)}\frac{\partial T_{(2)}}{\partial r} - \lambda_{(1)}\frac{\partial T_{(1)}}{\partial r} = m\nu\rho_h l\dot{r}_{(s)} - q.$$

На границе между зонами выполнены условия непрерывности давления, температуры и, следовательно, плотности газа:

$$p_{(1)} = p_{(2)} = p_{(s)}, \quad T_{(1)} = T_{(2)} = T_{(s)}, \ \rho_{g(1)} = \rho_{g(2)} = \rho_{g(s)}, \ \ (r = r_{(s)}). \tag{3}$$

На основе первого и второго уравнений из (2), с учетом закона Дарси из (1), получим:

$$-\frac{k_{(2)}}{\mu_{g(2)}}\frac{\partial p_{(2)}}{\partial r} + \frac{k_{(1)}}{\mu_{g(1)}}\frac{\partial p_{(1)}}{\partial r} = m\nu\left[\frac{\rho_h g}{\rho_{g(s)}} + \frac{\rho_h(1-g)}{\rho_l^0} - 1\right]\dot{r}_{(s)}, \ \ (r = r_{(s)}). \tag{4}$$

Для значений температуры и давления на границе между зонами должно выполняться условие фазового равновесия:

$$T_{(s)} = T_0 + T_* \ln\left(p_{(s)}/p_{(s)0}\right), \tag{5}$$

где T_0 – исходная температура системы «пористая среда – газогидрат – газ», $p_{(s)0}$ – равновесное давление, соответствующее исходной температуре, T_* – эмпирический параметр, зависящий от вида газогидрата.

Источник излучения начинает функционировать в момент времени $t = 0$. При этом в случае плоскоодномерной задачи будем полагать, что интенсивность поглощения излучения постоянна ($q = \mathrm{const}$), а для радиальной задачи примем $q = Q/2\pi r_{(s)}$, где q – интенсивность поглощения излучения, отнесенная на единицу площади поверхности фазовых переходов; Q – интенсивность излучения для линейного источника, отнесенная на единицу его длины.

Допустим, что в начальный момент времени в пористой среде, частично заполненной газогидратом, давление p_0 и температура T_0 однородны, причем $p_0 > p_{(s)0}$. Эти условия могут быть записаны в виде

$$p_{(2)} = p_0, \, T_{(2)} = T_0, \, t = 0, \, r \geq 0. \tag{6}$$

Для плоскоодномерной задачи примем, что на границе пористой среды тепловой поток отсутствует, а давление газа со временем изменяется по некоторому закону:

$$\lambda_{(1)}\frac{\partial T_{(1)}}{\partial r} = 0, \ p_{(1)} = p_e^0(t), \ \ r = 0, \, t > 0. \tag{7}$$

В случае радиальной задачи условие отсутствия теплового потока на границе пористой среды имеет вид

$$2\pi r_e \lambda_{(1)}\left(\frac{\partial T_{(1)}}{\partial r}\right)_{r_e} = 0, \ \ t > 0, \, r_e \to 0. \tag{8}$$

Оценки показывают, что в большинстве случаев, представляющих практический интерес, в уравнении притока тепла можно пренебречь слагаемыми, связанными с конвективным переносом тепла и с баротермическим эффектом. Кроме того, в уравнении пьезопроводности, следующем из уравнения сохранения массы и закона Дарси, слагаемое, учитывающее переменность температуры, мало, если характерные перепады температуры ΔT в области фильтрации небольшие (например, при $\Delta T << T_0$). В дальнейшем будем также пренебрегать переменностью объемной теплоемкости и коэффициента теплопроводности всей системы «пористая среда – газогидрат – продукт разложения»: $\rho_{(1)}c_{(1)} = \rho_{(2)}c_{(2)} = \rho c, \, \lambda_{(1)} = \lambda_{(2)} = \lambda$.

Тогда система (1) может быть приведена к виду

$$\frac{\partial p_{(i)}}{\partial t} = r^{-n}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^n \text{\AE}_{(i)}^{(p)}\frac{\partial p_{(i)}}{\partial r}\right), \quad \frac{\partial T_{(i)}}{\partial t} = \text{\AE}^{(T)} r^{-n}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^n\frac{\partial T_{(i)}}{\partial r}\right), \tag{9}$$

$$\text{\AE}_{(i)}^{(p)} = k_{(i)}p_{(i)}/m_{g(i)}\mu_{(i)}, \quad \text{\AE}^{(T)} = \lambda/\rho c.$$

В случае плоскоодномерной задачи решение ищем в виде бегущей волны, когда граница фазовых переходов движется с постоянной скоростью $\dot{r}_{(s)} = u = const$.

Введем новую переменную $x = r - ut$. Тогда с учетом (3) и (6), для определения давления в первой и второй зонах запишем:

$$
\begin{aligned}
&p_e \ln\left(\frac{p_{(1)} - p_e}{p_{(s)} - p_e}\right) - \left(p_{(s)} - p_{(1)}\right) = -\frac{u m_{g(1)} m(1-n)}{k_{(1)}} x, \quad (x < 0)\\
&p_0 \ln\left(\frac{p_{(2)} - p_0}{p_{(s)} - p_0}\right) - \left(p_{(s)} - p_{(2)}\right) = -\frac{u m_{g(2)} m(1-n)}{k_{(2)}} x, \quad (x > 0).
\end{aligned} \tag{10}
$$

Исходя из условия (7), с учетом (3), температура в первой зоне будет постоянной и равной температуре на границе: $T_{(1)} = T_{(s)}$.

Для распределения температур во второй зоне решение второго уравнения из (9) будет иметь вид

$$T_{(2)} = T_0 + \left(T_{(s)} - T_0\right)\cdot\exp\left(-ux/\text{æ}^{(T)}\right). \tag{11}$$

Давление $p_{(s)}$ определяется на основе (4) и (10), в предположении $p_e = p_{(s)}$ (а значит, $p_{(1)} = p_{(s)}$). Максимальное давление на границе фазовых переходов составляет $p_{(s)} \approx 84$ МПа и проявляется при гидратонасыщенности $n = 1$. Мощность источника излучения оказывает влияние лишь на скорость движения границы фазовых переходов и на профили давлений и температур во второй зоне.

Проведенные численные расчеты показывают, что давление во второй зоне при меньшей гидратонасыщенности пласта падает значительно быстрее. При этом падение температур и выход их на асимптоту – температуру пласта, происходит достаточно быстро. Анализ влияния исходного пластового давления p_0 на профили температур во второй зоне показывает, что при меньших пластовых давлениях достигается меньшая температура на границе разложения, и происходит более быстрое выравнивание температуры с исходной пластовой. Увеличение гидратонасыщенности пласта ведет к сближению профилей температур, построенных при разных исходных пластовых давлениях, и при гидратонасыщенностях около $0,9$ они практически совпадают.

Увеличение мощности источника излучения приводит к росту скорости движения границы фазовых переходов, и, как следствие, к сужению зоны температурных перепадов вблизи ее.

Для решения радиальносимметричной задачи введем автомодельную переменную $\xi = r/\sqrt{\text{æ}^{(T)} t}$. Применяя метод линеаризации Лейбензона, для распределения давлений в первой и второй зонах с учетом (6) и (8) получим следующие выражения:

$$
\begin{aligned}
&p_{(1)} = p_{(s)}, && (0 < \xi < \xi_{(s)})\\
&p_{(2)}^2 = p_{(s)}^2 + \left(p_0^2 - p_{(s)}^2\right)\frac{\int_{\xi_{(s)}}^{\xi} \frac{1}{\xi'}\exp\left(-\frac{\xi'^2}{4\eta_{(2)}}\right)d\xi'}{\int_{\xi_{(s)}}^{\infty} \frac{1}{\xi'}\exp\left(-\frac{\xi'^2}{4\eta_{(2)}}\right)d\xi'}. && (\xi_{(s)} < \xi < \infty)
\end{aligned} \tag{12}
$$

Решая уравнение притока тепла, получим распределения температур:

$$T_{(1)} = T_{(s)}, \qquad (0 < x < x_{(s)})$$

$$T_{(2)} = T_{(s)} + \left(T_0 - T_{(s)}\right)\frac{\int_{x_{(s)}}^{x} \frac{1}{\xi}\exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right)d\xi}{\int_{x_{(s)}}^{\infty} \frac{1}{\xi}\exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right)d\xi}. \qquad (x_{(s)} < x < \infty) \tag{13}$$

Для определения давления $p_{(s)}$ и автомодельной координаты $x_{(s)}$ границы фазовых переходов нетрудно получить следующие уравнения:

$$\frac{\eta_{(2)}(1-n)}{p_{(s)}^2}\frac{\left(p_{(s)}^2 - p_0^2\right)\exp\left(-\frac{x_{(s)}^2}{4\eta_{(2)}}\right)}{\int_{x_{(s)}}^{\infty}\frac{1}{\xi}\exp\left(-\frac{\xi^2}{4\eta_{(2)}}\right)d\xi} - \frac{Q_{(m)}\exp\left(-\frac{x_{(s)}^2}{4\eta_{(1)}}\right)}{\pi m A^{(T)}\rho_{g(s)}} = n\left[\frac{\rho_h\gamma}{\rho_{g(s)}} + \frac{\rho_h(1-\gamma)}{\rho_{liq}} - 1\right]x_{(s)}^2,$$

$$\frac{Q}{2\pi\lambda} - \left(T_{(s)} - T_0\right)\frac{\exp\left(-\frac{x_{(s)}^2}{4}\right)}{\int_{x_{(s)}}^{\infty}\frac{1}{\xi}\exp\left(-\frac{\xi^2}{4}\right)d\xi} = \frac{mn}{2}\frac{\rho_h l}{\rho c}x_{(s)}^2. \tag{14}$$

Для радиальносимметричной задачи также установлено, что уменьшение проницаемости среды ведет к повышению давления (и температуры) на границе разложения, и уменьшению координаты границы фазовых переходов. С увеличением гидратонасыщенности, как это и следовало ожидать, происходит увеличение давления на границе фазовых переходов (и, соответственно, увеличение температуры); координата границы разложения газогидрата также при этом уменьшается. Кроме того, уменьшение проницаемости среды ведет к более быстрому падению давления во второй зоне.

Список литературы

1. Нигматулин Р.И., Сыртланов В.Р., Шагапов В.Ш. Автомодельная задача о разложении газогидратов в пористой среде при депрессии и нагреве.// ПМТФ. – 1998. Т.39. № 3. – С. 111 – 118.
2. Истомин В.А., Якушев В.С. Исследование газовых гидратов в России.// Газовая промышленность. – 2001, № 6. – С. 49 – 54.
3. Истомин В.А., Якушев В.С. Газовые гидраты в природных условиях. М.: Недра. – 1992. – 235 с.
4. Саяхов Ф.Л., Фатыхов М.А., Насыров Н.М. // Доклады международной конференции «Разработка газоконденсатных месторождений». 1990 г., Краснодар. – С. 37 – 41.
5. Шагапов В.Ш., Потапов А.А, Насырова Л.А., Дмитриев В.Л. Тепловой удар под воздействием энергии излучения на пористую среду, частично заполненную газогидратом // Инженерно-физический журнал. – 2003. – Т. 76, № 5. – С. 47 – 53.