

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС В ПРОЦЕССАХ ГОРЕНИЯ

УДК 622.276.654

*И. А. Козначеев, К. В. Доброго***К ВОПРОСУ ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ ОЧАГА ГОРЕНИЯ В НЕФТЕНАСЫЩЕННОМ ПЛАСТЕ**

С использованием аналитических и численных методов решена задача об очаговом самовоспламенении нефтенасыщенного пласта в условиях вынужденной фильтрации кислородосодержащего газа с учетом выгорания недостающего газового компонента. Определено влияние выгорания этого компонента и конвективного уноса тепла из пласта на время его самовоспламенения. Даны рекомендации по оптимальному режиму инициирования самовоспламенения пласта с учетом варьирования расхода дутья и содержания кислорода.

Ключевые слова: тепловой взрыв, самовоспламенение, фильтрация, внутрипластовое горение.

Введение. Методы внутрипластового горения были впервые применены в Советском Союзе для повышения нефтеотдачи пластов на Нефтяно-Ширванском месторождении под руководством А. Б. Шейнмана и К. К. Дубровая в 1934 г. [1]. Двадцать лет спустя начались промышленные испытания метода внутрипластового горения в США, а затем и в других странах. Суть этого метода состоит в нагнетании кислородосодержащего газа в пласт и инициировании и поддержании экзотермического окислительного процесса в нем, в результате чего осуществляется прогрев пласта и вытеснение нефти нагнетаемым газом и продуктами окислительной и других реакций. В настоящее время разделяют понятия термогазового повышения нефтеотдачи пласта (этот термин был введен ВНИИ "Нефть" в 1971 г.) [2] и внутрипластового горения. Термогазовый метод является более комплексным с точки зрения воздействия на пласт и обеспечивает реализацию низкотемпературного процесса, а метод внутрипластового горения предусматривает распространение высокотемпературной волны ($T = 450\text{--}500\text{ }^{\circ}\text{C}$) в нефтесодержащем пласте. Однако по сути решаемых в ходе реализации этих методов теплофизических задач они идентичны, поэтому при рассмотрении задачи инициирования высокотемпературного очага в скважине в результате подачи в нее кислородосодержащего газа мы не будем разделять указанные методы и будем использовать более общий из них.

Несмотря на длительную историю и значительный опыт применения термогазового метода [3, 4, 5], его реализация остается своего рода искусством в силу уникальности структурных, геометрических, гидродинамических и химических характеристик каждого месторождения и поля скважин. В ходе использования термогазового метода приходится решать нетривиальные задачи инициирования очага экзотермических реакций и поддержания оптимальной температуры пласта, а также стабильности и определенной целостности температурных и химических фронтов в нем. Инициирование очага экзотермических реакций осложнено достаточно низкой реакционной способностью нефти в матрице горной породы, низкой адиабатической температурой горения гетерогенной системы, обводненностью скважины, конвективными потерями тепла. Тем не менее, из практики известно, что при достаточно высокой внутрипластовой температуре (свыше $60\text{ }^{\circ}\text{C}$) и коксуемости нефти очаг тепловыделения стабильно образуется вблизи забойной зоны скважины. При более низких внутрипластовых температурах встает вопрос о времени саморазогрева пласта, принципиальной возможности такого разогрева и условиях, которые необходимо выполнить для инициирования очага горения. Указанные вопросы должны решаться прежде всего путем детального численного моделирования с экспериментальной верификацией основных элементов модели. Однако предварять детальные численные исследования должно решение модельных задач о самовоспламенении очага.

В работе [6] предложена численная схема расчета внутрислоевого горения и исследовано медленное распространение экзотермической гетерогенной реакции в пористой среде при фиксированном потоке водовоздушной смеси через продукты сгорания. В работе [7] предложена численная модель процесса внутрислоевого горения в линейной пористой среде. Численные расчеты, проведенные в этой работе, показали, что на основные показатели горения в прискважинной зоне (скорость распространения горения, температура зоны реакции, продолжительность периода зажигания) сильно влияют как естественные условия, так и технологические параметры.

Несмотря на ясный, с точки зрения классической теории горения и взрыва, характер задачи о саморазогреве (самовоспламенении) пласта при фильтрации через него кислородосодержащего газа, данная проблема в адекватной постановке не решалась. В литературе имеется анализ близких по характеру задач [8–11], не позволяющих делать выводы о возможности управления и оптимизации инициирования очага горения внутри пласта.

В настоящей работе рассматривается задача о времени теплового саморазогрева конечного и бесконечного цилиндрических очагов в нефтенасыщенном пласте. Эта задача решается с использованием подходов классической теории горения и взрыва [12], хотя такое решение является приближенным в силу малых адиабатических температур горения системы и малой энергии активации окисления, а также других использованных допущений.

Постановка задачи. Рассматривается цилиндрическая система (рис. 1), представляющая собой горизонтальный нефтеносный пласт постоянной толщины, ограниченный сверху и снизу материнской породой. В пласте проделана вертикальная цилиндрическая скважина, в которую подается воздушное или обогащенное кислородом дутье. Дутье распространяется в горизонтальном направлении от скважины, а нефть, находящаяся в пласте, окисляется, что приводит к тепловыделению. Если это тепло не успевает рассеяться, то температура пласта резко повышается и он самовоспламеняется (происходит тепловой взрыв).

Основные уравнения, описывающие этот процесс, включают в себя уравнение неразрывности газа для гетерогенного процесса

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = s_g W - \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}),$$

уравнение баланса реагирующего газового компонента (кислорода)

$$\frac{\partial (\rho_g a)}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla \cdot (\rho_g a)) - s_{\text{oxygen}} W - \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u} a),$$

уравнение баланса массы горючего конденсированного компонента

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -W,$$

и уравнение теплового баланса

$$\frac{\partial (\rho c T)}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + Q W - \beta (T - T_0) - \nabla \cdot (\rho_g c_g \mathbf{u} T).$$

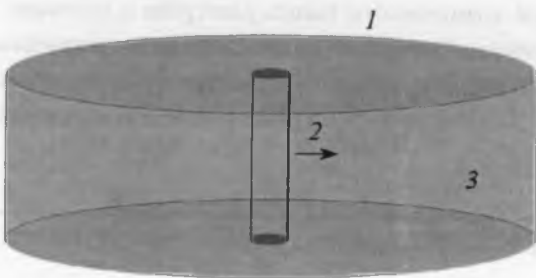


Рис. 1. Геометрия исследуемой системы: 1 — материнская порода; 2 — дутье; 3 — нефтеносный пласт

Аналитическое решение. Для аналитических расчетов использованы следующие допущения: 1) плотности участвующих в процессе веществ и коэффициенты использующихся уравнений постоянны, 2) диффузия газа пренебрежимо мала, 3) масса газа не меняется в ходе гетерогенных реакций, 4) отсутствует выгорание конденсированного компонента (режим недостатка окислителя), 5) диаметр скважины мал, 6) профиль концентрации устанавливается быстрее, чем профиль температуры.

Запишем уравнения массового и теплового баланса с учетом сделанных допущений в одномерной цилиндрической системе координат:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) = 0,$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = - \frac{s_{\text{oxyg}} W}{\rho_g} - u \frac{\partial a}{\partial r},$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + QW - \beta (T - T_0) - \rho_g c_g u \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Уравнение неразрывности в такой постановке решается строго: $u = \frac{G}{r}$. Величина $G = ur$ пропорциональна объемному потоку газа.

Примем, что скорость реакции определяется законом Аррениуса и кинетикой первого порядка: $W = W_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$. Тогда вышеприведенные уравнения примут вид

$$\frac{\partial a}{\partial t} = - \frac{s_{\text{oxyg}} W_0 a \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}{\rho_g} - \frac{G}{r} \frac{\partial a}{\partial r}, \tag{1}$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + QW_0 a \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \beta (T - T_0) - \rho_g c_g \frac{G}{r} \frac{\partial T}{\partial r}. \tag{2}$$

При постоянной температуре $T = \text{const}$ уравнение (1) решается точно. На достаточно больших временах выстраивается колоколообразный профиль концентрации:

$$a = a_{\text{in}} \exp\left(-\frac{s_{\text{oxyg}} W_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) r^2}{\rho_g 2G}\right) = a_{\text{in}} \exp\left(-\frac{kr^2}{2}\right),$$

где $k = \frac{s_{\text{oxyg}} W_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}{\rho_g G}$. Характерный размер ко-

локола $r = \frac{3}{\sqrt{k}} = 3 \sqrt{\frac{\rho_g G}{s_{\text{oxyg}} W_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}}$ и характер-

ное время выстраивания полного профиля концентрации

$t = \frac{r^2}{2G} = \frac{9\rho_g}{2G s_{\text{oxyg}} W_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}$. Соответствующий гра-

фик в безразмерных величинах представлен на рис. 2.

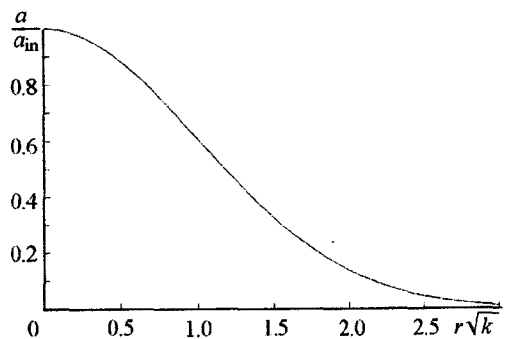


Рис. 2. Стационарный профиль концентрации кислорода при постоянной температуре

После установления профиля концентрации скорость реакции определяется из выражения

$$W = W_0 a \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = W_0 a_{in} \exp\left(-\frac{kr^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Для упрощения расчетов полагаем $k = \text{const}$ (это существенно упрощает расчет, но снижает его точность). Уравнение для температуры примет вид

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + QW_0 a_{in} \exp\left(-\frac{kr^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \beta (T - T_0) - \rho_g c_g \frac{G}{r} \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Умножая это уравнение на r и интегрируя его по r с учетом граничных условий $\rho_g c_g u (T_{in} - T_0) = \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Rightarrow r_{in} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\rho_g c_g G}{\lambda} (T_{in} - T_0)$ на входе, $T = T_0$ и $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$ на выходе, получаем

$$\rho c \frac{\partial}{\partial t} \int_{r_{in}}^{\infty} r T dr = QW_0 a_{in} \int_{r_{in}}^{\infty} r \exp\left(-\frac{kr^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dr - \beta \int_{r_{in}}^{\infty} r (T - T_0) dr.$$

Для оценки интегралов предположим, что профили температуры и концентрации подобны:

$T = T_0 + T_1(t) \exp\left(-\frac{kr^2}{2}\right)$. Тогда с использованием приближения Франк-Каменецкого получаем

$$\begin{aligned} \frac{\rho c}{k} \exp\left(-\frac{kr_{in}^2}{2}\right) T_1'(t) &= \\ &= \frac{QW_0 a_{in}}{k} \frac{RT_0^2}{ET_1(t)} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \left(\exp\left(\frac{ET_1(t)}{RT_0^2} \exp\left(-\frac{kr_{in}^2}{2}\right)\right) - 1 \right) - \frac{\beta}{k} \exp\left(-\frac{kr_{in}^2}{2}\right) T_1(t). \end{aligned}$$

Обезразмеривание этого уравнения с использованием выражения $\theta(t) = \frac{ET_1(t)}{RT_0^2} \exp\left(-\frac{kr_{in}^2}{2}\right)$ дает

$$\theta'(t) = \frac{A}{\theta(t)} (\exp \theta(t) - 1) - B\theta(t),$$

где $A = \frac{QW_0 a_{in} E}{\rho c RT_0^2} \exp\left(-\frac{kr_{in}^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)$, $B = \frac{\beta}{\rho c}$.

Время теплового взрыва определяется интегралом

$$t_i = \int_0^{\infty} \frac{d\theta}{\theta'} = \int_0^{\infty} \frac{d\theta}{A/\theta (\exp \theta - 1) - B\theta} = \frac{1}{A} \int_0^{\infty} \frac{\theta d\theta}{\exp \theta - 1 - B/A \theta^2}.$$

Вводя безразмерные величины $\tilde{t} = At$ и $\tilde{\beta} = B/A$ в это соотношение, приводим его к виду $\tilde{t} = f(\tilde{\beta})$ (рис. 3). Критическое значение $\tilde{\beta}_{cr} = \frac{\exp \theta}{2\theta} \approx 1.544$ находится из уравнения

$(2 - \theta) \exp \theta = 2$. Критический уровень потерь определяется

как $\beta_{cr} = \rho c A \tilde{\beta}_{cr} = \frac{QW_0 a_{in} E}{RT_0^2} \exp\left(-\frac{kr_{in}^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right) \tilde{\beta}_{cr}$.

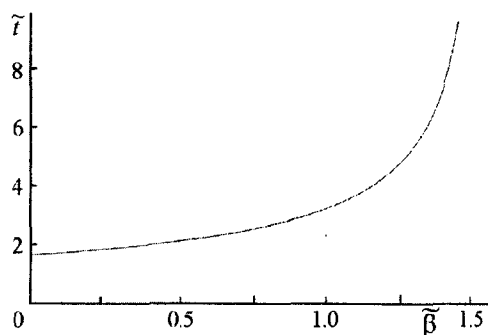


Рис. 3. Время теплового взрыва в безразмерных параметрах

Выражение для времени разогрева имеет вид

$$t_i = \frac{\rho c R T_0^2}{Q W_0 a_{in} E} \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right) \exp\left(\frac{k r_{in}^2}{2}\right) f(\tilde{\beta}),$$

где $f(\tilde{\beta}) = \int_0^\infty \frac{\theta d\theta}{\exp \theta - 1 - \tilde{\beta} \theta^2}$, $\tilde{\beta} = \frac{\beta R T_0^2}{Q W_0 a_{in} E} \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right) \exp\left(\frac{k r_{in}^2}{2}\right)$, $k = \frac{s_{oxyg} W_0}{\rho_g G} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$. Видно, что

время разогрева пласта обратно пропорционально концентрации кислорода a_{in} и удельной теплоте сгорания Q , пропорционально объемной теплоемкости ρc и затратам кислорода, а также нелинейным образом зависит от безразмерного коэффициента $\tilde{\beta}$, определяющего относительную роль теплопотерь. В выражение для коэффициента $\tilde{\beta}$ также входят концентрация кислорода и удельная теплота сгорания, однако при стандартных значениях параметров значение $\tilde{\beta}$ намного меньше единицы и практически не влияет на время разогрева.

Результат, приведенный выше, аналогичен результату нестационарной теории теплового взрыва Семенова [12] для реакции первого порядка:

$$t_i = \frac{\rho c R T_0^2}{Q W_0 a_{in} E} \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right) g\left(\frac{\beta R T_0^2}{Q W_0 a_{in} E} \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right)\right), \quad g(\gamma) = \int_0^\infty \frac{d\theta}{\exp \theta - \gamma \theta}.$$

В случае вынужденной фильтрации в пласте, по сравнению с теорией Семенова, возникает дополнительный множитель $\exp\left(\frac{k r_{in}^2}{2}\right) = \exp\left(\frac{s_{oxyg} W_0}{\rho_g G} \frac{r_{in}^2}{2} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)\right)$, зависящий от расхода газа. Однако при стандартных значениях параметров этот множитель мало отличается от единицы.

Численные расчеты. Численные расчеты проводились по следующим уравнениям:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial a}{\partial r} \right) - \frac{s_{oxyg} W_0 a}{\rho_g} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \frac{G}{r} \frac{\partial a}{\partial r},$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q W_0 a \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \beta (T - T_0) - \rho_g c_g \frac{G}{r} \frac{\partial T}{\partial r},$$

$$a(r_{in}) = a_{in}, \quad a'(r_{in}) = 0, \quad \lambda T'(r_{in}) = \rho_g c_g G (T(r_{in}) - T_0) / r_{in}, \quad T'(r_{out}) = 0,$$

$$a(r)|_{r=0} = a_{in} \exp\left(-\frac{s_{oxyg} W_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)}{2G\rho_g} (r - r_{in})^2\right), \quad T(r)|_{r=0} = T_0.$$

Как и в случае аналитического решения, коэффициенты считались постоянными. Для расчета использовались следующие стандартные значения параметров: $W_0 = 209137$ кг/(м³·с), $s_{oxyg} = 3.3$, $Q = 40$ МДж/кг, $\rho_g = 1$ кг/м³, $c_g = 1200$ Дж/(кг·К), $\rho c = 2000$ кДж/(м³·К), $E = 73500$ Дж/моль, $\lambda = 4$ Вт/(м·К), $\beta = 0.8$ Вт/(м³·К), $G = 0.01$ м²/с, $r_{in} = 0.1$ м, $r_{out} = 250$ м, $a_{in} = 0.21$, $D = 9 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $T_0 = 335$ К. Значения кинетических параметров взяты из работы [13]. Тепловые потери, вводимые в модель, соответствуют, прежде всего, толщине нефтеносного пропластка ($\beta = 0$ соответствует бесконечной толщине при стандартном значении $\lambda = 4$ Вт/(м·К), значение $\beta = 1$ Вт/(м³·К) соответствует толщине пропластка 2 м, $\beta = 0.8$ Вт/(м³·К) соответствует 2.23 м и $\beta = 0.4$ Вт/(м³·К) — 3.16 м). При интегрировании уравнений использовалась равномерная по радиусу сетка. Максимальный шаг по радиусу составлял 0.25 м, в некоторых случаях он достигал 0.5 м.

Полученные результаты и их обсуждение. Установлено, что возможны два режима динамического поведения рассматриваемой системы в зависимости от ее параметров: 1) квазистационарный режим окисления при низкой температуре, который характеризуется плавным выходом системы на стационарное состояние, и 2) режим теплового взрыва в системе с фильтрацией, характеризующийся быстрым увеличением температуры в определенный момент времени. Наличие этого режима обусловлено тем, что тепло, выделяющееся при окис-

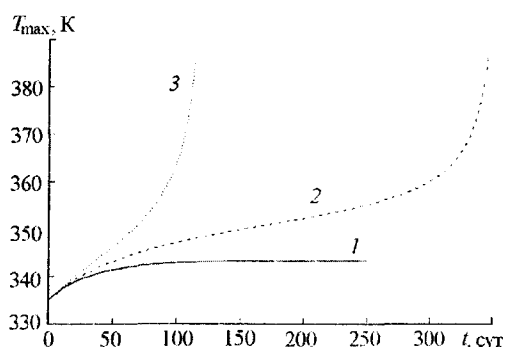


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры пласта от времени при стандартных параметрах задачи: 1 — $\beta = 1.3 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$; 2 — 1.0; 3 — 0.7

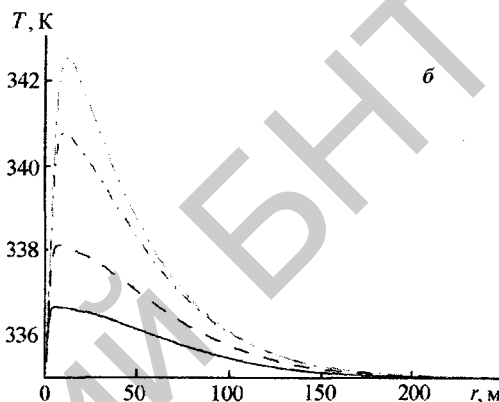
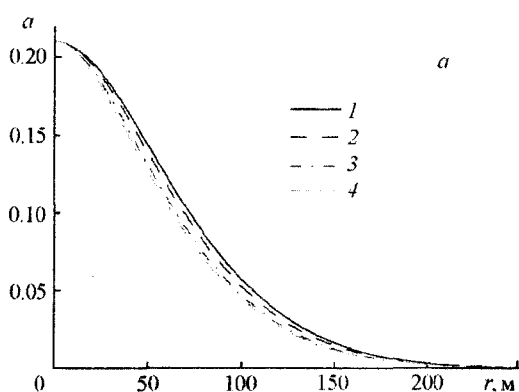


Рис. 5. Динамика изменения полей концентрации кислорода (а) и температуры пласта (б) для квазистационарного режима при стандартных параметрах задачи и $\beta = 1.3 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$: 1 — $t = 7.2 \text{ сут}$; 2 — 15.5; 3 — 40.2; 4 — 81.3

лении, не успевает рассеяться (режим ярко выражен в связи с принятым допущением об отсутствии выгорания топлива, содержащегося в конденсированной фазе).

Характерная зависимость максимальной температуры пласта от времени показана для двух режимов на рис. 4. Значению $\beta = 1.3 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ соответствует квазистационарный режим окисления, значениям $\beta = 1.0$ и $0.7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ — режим теплового взрыва. Типичные динамики развития полей температуры и концентрации для квазистационарного режима и теплового взрыва показаны на рис. 5 и 6 соответственно.

Определена температурная граница существования указанных режимов (минимальная температура T_0 , при которой наблюдается самовоспламенение) в зависимости от параметров системы. Результаты этих расчетов

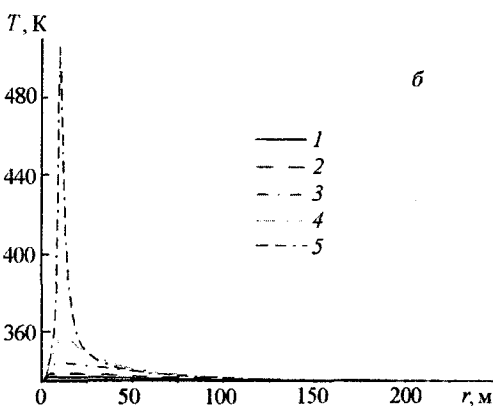
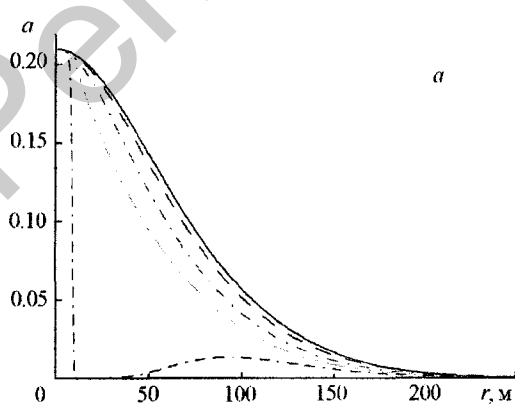


Рис. 6. Динамика изменения полей концентрации кислорода (а) и температуры пласта (б) для режима теплового взрыва при стандартных параметрах задачи и $\beta = 0.7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$: 1 — $t = 7.2 \text{ сут}$; 2 — 15.5; 3 — 40.1; 4 — 81.3; 5 — 111.8

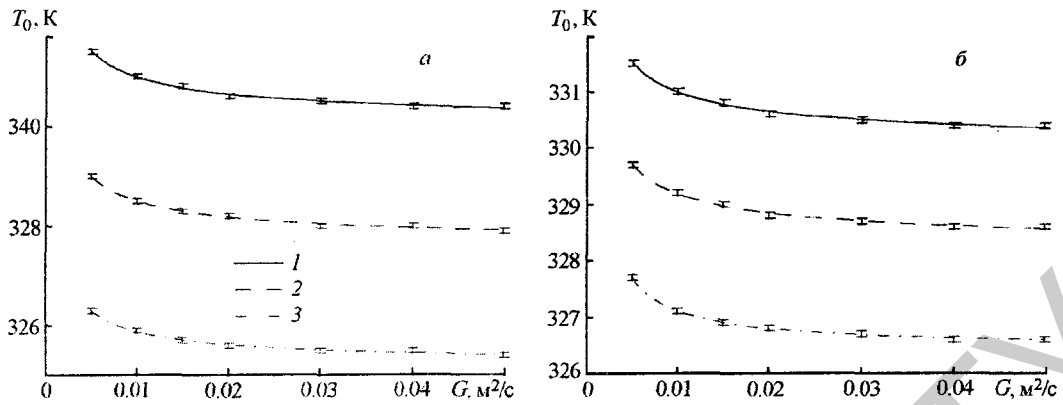


Рис. 7. Зависимость начальной температуры самовоспламенения пласта от расхода кислорода в дутье в стандартных условиях при разных массовых долях кислорода (а) и разных коэффициентах переноса тепла от пласта к материнской породе (б): а) 1 — $\alpha_{in} = 0.21$; 2 — 0.25; 3 — 0.3; б) 1 — $\beta = 0.8$ Вт/(м³·К); 2 — 0.7; 3 — 0.6

представлены на рис. 7. Характер приведенных на этом рисунке зависимостей легко объясним с точки зрения условия теплового взрыва, определенного выше аналитически:

$$\beta < \frac{Q\alpha_{in}\rho_g G}{s_{oxyg}} \tilde{\beta}_{cr} \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right) / \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Из этого условия следует, что

$$T_0 > \frac{T}{1 + \frac{RT}{E} \ln\left(\frac{Q\alpha_{in}\rho_g G \tilde{\beta}_{cr}}{s_{oxyg}\beta}\right)}$$

и что, как следствие, предельная температура уменьшается при увеличении расхода и массовой доли кислорода на входе в пласт и увеличивается при увеличении теплоотдачи в материнскую породу. Время теплового взрыва в численных расчетах определялось по возрастанию скорости роста максимальной температуры в 10 раз по срав-

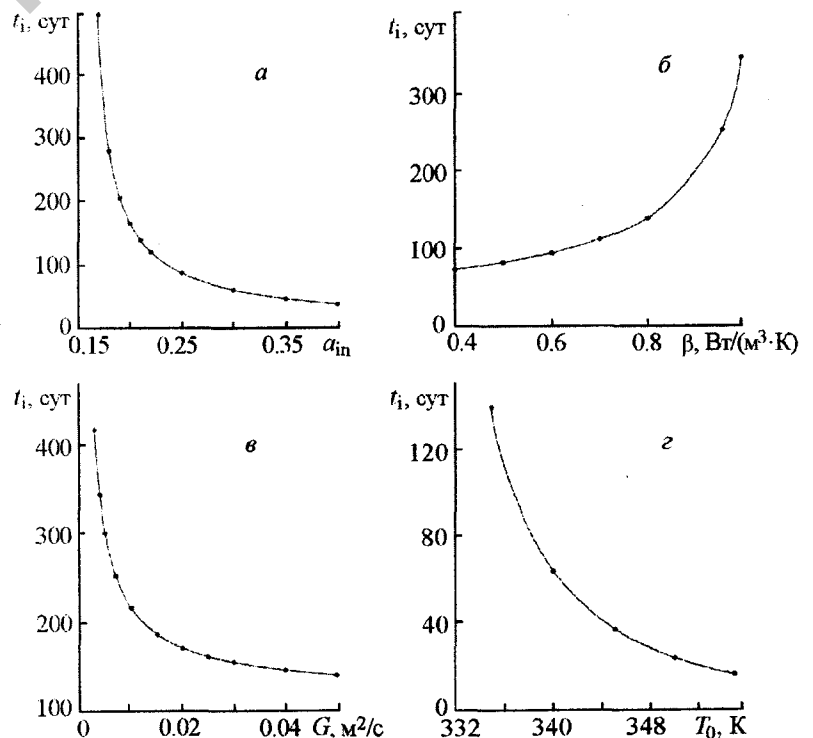


Рис. 8. Зависимость времени теплового взрыва от массовой доли кислорода в дутье (а), коэффициента переноса тепла от пласта к материнской породе (б), расхода кислорода (в) и начальной температуры пласта (г) при стандартных параметрах задачи

нению с начальной температурой. Зависимости характерных времен теплового взрыва от параметров системы при их стандартных значениях приведены на рис. 8. Эти зависимости качественно согласуются с аналитическим решением, представленным на рис. 3.

Расчеты модельной задачи показывают качественные и количественные особенности процесса инициирования высокотемпературного очага в пласте при термогазовом методе повышения его нефтеотдачи. Аналитическое решение качественно согласуется с численным решением, а соответствующие формулы могут быть приняты за основу для инженерных расчетов и качественного анализа. Следует отметить, что при учете выгорания топлива и гидродинамического вытеснения нефти, картина теплового взрыва будет сглажена, а рост температуры ограничен. Более детально этот процесс может быть исследован с использованием специализированных программных средств, например, 2DBurner [14].

Заключение. На основе решения одномерной модельной задачи показаны основные параметрические зависимости, характеризующие процесс инициирования высокотемпературного очага в нефтесодержащем пласте. В частности, рассчитана зависимость минимальной температуры пласта и времени его самовоспламенения от массовой доли кислорода в дутье, показывающая, что обогащение дутья кислородом может существенно ускорить процесс поджига и обеспечить самовоспламенение пласта при более низкой температуре. Определено влияние выгорания кислорода, расхода кислородосодержащего дутья, начальной температуры и концентрации кислорода и боковых теплопотерь (толщины нефтеносного пропластка) на характер саморазогрева пласта.

Показано, что в зависимости от параметров, могут реализоваться два режима разогрева: квазистационарный разогрев на малую величину и разогрев взрывного типа. С точки зрения нефтедобычи оптимальным является режим, при котором температурный фронт распространяется как можно медленнее (что обеспечивает его целостность и устойчивость), а окислению подвергается незначительная часть нефти или кероген. Динамические режимы распространения фронтов не могут быть рассмотрены в рамках сформулированной в статье задачи, однако ясно, что первичное инициирование очага должно проводиться при достаточно "острых" параметрах, обеспечивающих быстрый разогрев очага, а последующая стадия его развития должна соответствовать промежуточному состоянию пласта между взрывным и стационарным режимом, что обеспечит более медленное распространение фронта и его устойчивость. Ограничение температуры может быть важно для защиты оборудования в стволе нагнетающей скважины. Маневрирование между этими двумя режимами может быть одним из методов управления процессом термогазового воздействия на пласт. Отметим, что наличие двух легко управляемых параметров в системе — расхода дутья и концентрации кислорода в нем — имеет принципиальное значение для управления распространением температурных фронтов, поскольку дает возможность в определенной мере независимо влиять на температурные и динамические характеристики внутрипластовых фронтов.

Для сравнения приведены результаты расчета по простейшей модели теплового взрыва, не учитывающей выгорание реагентов и конвективный тепло- и массоперенос. Таким образом, несмотря на определенные упрощающие допущения, получено последовательное решение задачи о саморазогреве нефтеносного пласта в условиях фильтрации кислородосодержащего газа и сделаны выводы об оптимизации процесса его инициирования. Результаты анализа могут быть использованы для разработки технологии термогазового повышения нефтеотдачи низкопродуктивных месторождений.

Обозначения

a — массовая доля кислорода; A и B — коэффициенты, c^{-1} ; b — масса горючего конденсированного компонента, определяемая на единицу объема пласта, $кг/м^3$; c — удельная теплоемкость, $Дж/(кг·К)$; D — коэффициент диффузии кислорода, $м^2/с$; E — энергия активации, $Дж/моль$; f и g — специальные функции; G — объемный расход дутья, приходящийся на единицу высоты скважины (один радиан), $м^2/с$; k — коэффициент, $м^2$; Q — удельная теплота реакции, $Дж/кг$; R — универсальная газовая постоянная, $Дж/(моль·К)$; r — радиальная координата, $м$; s — стехиометрический коэффициент по массе относительно вступающего в реакцию вещества конденсированной фазы; t и \tilde{t} — время и безразмерное время, $с$; T и T_0 — температура и температура материнской породы, $К$; u — среднemasовая скорость газа, $м/с$; W — масса вступающего в реакцию вещества на единицу объема пласта за единицу времени, $кг/(м^3·с)$; W_0 — предэкспоненциальный множитель, $кг/(м^3·с)$; β — коэффициент теплоотдачи от пласта к материнской породе на единицу объема пласта, $Вт/(м^3·К)$; $\tilde{\beta}$ — безразмерный коэффициент теплопотерь; θ — безразмерная температура; λ — теплопроводность пласта, $Вт/(м·К)$; ρ — масса вещества на единицу объема пласта, $кг/м^3$. Индексы: cr — критическое значение параметра; g — газ; in и out — значение параметра на входе в пласт и выходе из него; i — воспламенение; cr — критическое значение параметра; $oxug$ — кислород.

Литература

1. Шейнман А. Б., Дубровой К. К. *Подземная газификация нефтяных пластов и термический способ добычи нефти*. Москва: ОНТИ, 1934.
2. Боксерман А. А. Термогазовый метод увеличения нефтеотдачи. *Георесурсы*. 2007. Т. 22, № 3. С. 18–20.
3. Чарный И. А. *Подземная гидрогазодинамика*. Москва: Гостоптехиздат, 1963.
4. Рубинштейн Л. И. *Температурные поля в нефтяных пластах*. Москва: Недра, 1972.
5. Муслимов Р. Х., Мусин К. М., Мусин М. М. *Опыт применения тепловых методов разработки на нефтяных месторождениях Татарстана*. Казань: Новое знание, 2000.
6. Алдушин А. П., Сеплярский Б. С. К анализу режимов внутрислового горения. *Докл. АН СССР*. 1980. Т. 255, № 3. С. 616–620.
7. Богданов И. И., Чудов Л. А. *Численное исследование начального этапа и развитых режимов внутрислового горения*. Препринт № 227 Института проблем механики. Москва: Изд. отдел ИПМ, 1983.
8. Новожилов Б. В., Самойленко Н. Г., Манелис Г. Б. Условия теплового взрыва при вынужденной конвекции реагирующей смеси. *Физика горения и взрыва*. 2005. Т. 41, № 5. С. 49–54.
9. Пивушков А. В., Перегудов Н. И., Самойленко Н. Г. Режимы воспламенения гетерогенных систем. *Химическая физика*. 2005. Т. 24, № 2. С. 82–87.
10. Буркина Р. С. Очаговое тепловое воспламенение реакционноспособного газа в инертной пористой среде. *Физика горения и взрыва*. 2005. Т. 41, № 5. С. 41–48.
11. Буркина Р. С., Прокофьев В. Г. Критические условия теплового взрыва пористого слоя. *Физика горения и взрыва*. 2008. Т. 44, № 3. С. 50–60.
12. Зельдович Я. И., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. *Математическая теория горения и взрыва*. Москва: Наука, 1980.
13. Akkutlu I. Y. and Yortsos Y. C. The dynamics of in-situ combustion fronts in porous media. *Combustion Flame*. 2003. Vol. 134, No. 3. Pp. 229–247.
14. Доброго К. В., Козлов И. М., Гнездилов Н. Н., Васильев В. В. *2DBurner — пакет программ для моделирования устройств фильтрационного горения и газозных нестационарных пламен*. Препринт № 1 Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова. Минск: ИТМО НАНБ, 2004.