

УДК: 519.63

Численное моделирование распространения прямоточных волн внутрипластового горения в инверсном режиме

А. В. Колдоба^а, Ю. И. Скалько

Московский физико-технический институт (НИУ),
Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

E-mail: ^аkoldoba@rambler.ru

Получено 18.12.2019, после доработки — 21.01.2020.

Принято к публикации 23.07.2020.

Одной из перспективных технологий повышения нефтеотдачи при разработке нетрадиционных нефтяных пластов является метод термогазового воздействия. Метод основан на закачке в пласт кислородосодержащей смеси и ее трансформации в высокоэффективный смешивающийся с пластовой нефтью вытесняющий агент за счет самопроизвольных внутрипластовых окислительных процессов. В ряде случаев этот метод обладает большим потенциалом по сравнению с другими способами повышения нефтеотдачи. В данной работе рассматриваются некоторые вопросы распространения волн внутрипластового горения. В зависимости от параметров коллектора и закачиваемой смеси такие волны могут распространяться в различных режимах. В данной работе рассматривается только прямоточный инверсный режим распространения. В этом режиме волна горения распространяется в направлении течения окислителя и фронт реакции отстает от тепловой волны, в которой вещество (углеводородные фракции, пористый скелет и др.) прогревается до температур, достаточных для протекания реакции окисления. В работе представлены результаты аналитического исследования и численного моделирования структуры инверсной волны внутрипластового горения при двухфазном течении в пористом слое. Сделаны упрощающие предположения о теплофизических свойствах флюидных фаз, которые позволяют, с одной стороны, сделать модель внутрипластового горения обозримой для анализа, а с другой — передать основные особенности этого процесса. Рассмотрено решение типа «бегущая волна» и указаны условия его реализации. Выделено два режима распространения инверсных волн внутрипластового горения: гидродинамический и кинетический. Численное моделирование распространения волны внутрипластового горения проводилось с помощью термогидродинамического симулятора, разработанного для численного интегрирования неизотермических многокомпонентных фильтрационных течений, сопровождающихся фазовыми переходами и химическими реакциями.

Ключевые слова: внутрипластовое горение, неизотермическая многокомпонентная фильтрация, инверсный режим горения

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 16-29-15123.

UDC: 519.63

Numerical simulation of inverse mode propagation in-situ combustion direct-flow waves

A. V. Koldoba^a, Yu. I. Skalko

Moscow Institute of Physics and Technology (NRU),
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

E-mail: ^akoldoba@rambler.ru

Received 18.12.2019, after completion — 21.01.2020.

Accepted for publication 23.07.2020.

One of the promising technologies for enhanced oil recovery in the development of unconventional oil reservoirs is the thermo-gas method. The method is based on the injection of an oxygen-containing mixture into the formation and its transformation into a highly efficient displacing agent miscible with the formation of oil due to spontaneous in-situ oxidative processes. In some cases, this method has great potential compared to other methods of enhanced oil recovery. This paper discusses some issues of the propagation of in-situ combustion waves. Depending on the parameters of the reservoir and the injected mixture, such waves can propagate in different modes. In this paper, only the direct-flow inverse propagation mode is considered. In this mode, the combustion wave propagates in the direction of the oxidant flow and the reaction front lags behind the heatwave, in which the substance (hydrocarbon fractions, porous skeleton, etc.) is heated to temperatures sufficient for the oxidation reaction to occur. The paper presents the results of an analytical study and numerical simulation of the structure of the inverse wave of in-situ combustion in two-phase flow in a porous layer. Some simplifying assumptions about the thermal properties of fluid phases was accepted, which allow, on the one hand, to modify the in-situ combustion model observable for analysis, and with another is to convey the main features of this process. The solution of the “running wave” type is considered and the conditions of its implementation are specified. Selected two modes of reaction trailing front regime in-situ combustion waves: hydrodynamic and kinetic. Numerical simulation of the in-situ combustion wave propagation was carried out with using the thermohydrodynamical simulator developed for the numerical integration of non-isothermal multicomponent filtration flows accompanied by phase transitions and chemical reaction.

Keywords: in-situ combustion, non-isothermal multicomponent filtration, reaction trailing front regime

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2020, vol. 12, no. 5, pp. 993–1006 (Russian).

The work was supported by RFBR (project No. 16-29-15123).

1. Введение

Значительным резервом поддержания нефтедобычи в России могут являться нетрадиционные нефте- и керогеносодержащие коллекторы Западной Сибири (в первую очередь Баженовской свиты) и других регионов. Считается, что перспективными технологиями извлечения углеводородов из таких месторождений являются термические методы воздействия на пласт. Наиболее распространенные среди них — закачка в пласт теплоносителя и внутрипластовое горение (ВПГ) [Богданов и др., 1988; Алекперов и др., 2013; Алекперов и др., 2014]. Закачка в пласт теплоносителя с поверхности требует его нагрева на поверхности и доставки по скважине на глубину залегания пласта. При этом велики как расход энергии на нагрев теплоносителя, так и потери тепла. При организации в пласте очага горения источник тепла находится непосредственно в пласте, а энергия генерируется в процессе окисления углеводородов и может быть использована для увеличения подвижности несгоревших фракций.

Принято считать, что процесс внутрипластового горения происходит в два этапа [Бетелин и др., 2015]. На первом этапе окисление протекает при сравнительно низких, до 260 °С, температурах и сопровождается нагревом нефти и вмещающих пород, их термическими преобразованиями, такими как испарение, крекинг, пиролиз. Начиная с температуры 100–150 °С, некоторые фракции могут воспламеняться. При нагреве более 260 °С наступает второй этап, в результате которого образуются вода и полутвердый остаток, который воспламеняется в областях, где температура превышает порог, равный примерно 370 °С. Именно образовавшееся при предварительном окислении нефти вещество, условно называемое «коксом», и является топливом для горения, которое в свою очередь обеспечивает нагрев пласта, увеличивает подвижность несгоревшей нефти и облегчает ее вытеснение к добывающим скважинам.

Процесс внутрипластового горения имеет множество вариантов реализации, которые можно соотнести по различным параметрам [Алдушин, Мержанов, 1988]. По взаимной направленности движения окислителя и фронта горения процесс ВПГ разделяется на прямоточный, при котором направления движения зоны горения и окислителя совпадают, и противоточный, при котором зона горения движется навстречу потоку окислителя. Прямоточное горение может протекать в режимах RTF (reaction-trailing front) или RLF (reaction-leading front). В первом случае зона реакции отстает от тепловой волны, переносящей вниз по потоку выделяющееся в ходе реакции тепло, во втором — опережает ее. В данной работе рассматривается только прямоточное горение в RTF-режиме, другими словами, спутное распространение инверсных волн фильтрационного горения [Алдушин, Мержанов, 1988]. Для улучшения теплопереноса в закачиваемый в пласт воздух может быть добавлена вода. В этом случае концентрация кислорода в закачиваемой смеси меньше, чем в воздухе (молярная концентрация 21 %), и говорят о влажном и сверхвлажном горении [Богданов и др., 1988].

По лабораторным и промысловым данным [Бетелин и др., 2015], при внутрипластовом горении сжигается до 15 % нефти от геологических запасов ее в пласте. Обычно сгорают наиболее тяжелые компоненты нефти условно называемые «кокс». При сгорании «кокса» выделяется примерно 3000–8000 ккал/кг = 12–35 МДж/кг в зависимости от соотношения углекислого и угарного газов в продуктах горения. Энергия активации составляет $E_a = 25\text{--}40$ ккал/моль = $= 8.7\text{--}13.9 \times 10^7$ Дж/кмоль, соответственно, температура активации — $T_a = E_a / R = 1.05\text{--}1.76 \times 10^4$ К. Скорость перемещения фронта горения, по промысловым данным, варьируется в пределах $0.03\text{--}1.07$ м/сут = $3.47 \times 10^{-7}\text{--}1.24 \times 10^{-5}$ м/с [Бетелин и др., 2015] и, очевидно, зависит от расстояния до нагнетательной скважины.

Методам теплового воздействия на нефтесодержащие пласты посвящена монография [Бурже и др., 1988]. Большой массив теоретического и эмпирического материала, относящегося к различным аспектам метода внутрипластового горения, содержится в [Бетелин и др., 2015];

Юдин и др., 2015]. Численному моделированию внутрипластового горения посвящены работы [Mailybaev et al., 2011; Gargar et al., 2014; Souza et al., 2006; Родионов и др., 2016]. Все эти работы используют в качестве базовой модель фильтрационного горения [Доброго, Жданок, 2002], развивая ее в направлении учета тех или иных физических процессов.

2. Математическая модель ВПГ

Рассматривается коллектор — пористая среда (скелет), вмещающая многокомпонентную (углеводороды, кислород, «инертные» газы: азот, пары воды, углекислый газ и др.) смесь, которая, вообще говоря, может расслаиваться на несколько фаз. В смеси инициируется реакция окисления части углеводородов, которая поддерживается подачей в пласт окислителя (например, в составе воздуха). Принимается, что эта реакция протекает в режиме распространяющейся по пласту волны горения. При этом считается, что процессы тепломассопереноса и горения протекают достаточно медленно, так что успевают установиться локальные тепловое и фазовое равновесия.

Математическая модель указанных физико-химических процессов содержит балансы массы компонентов и энергии. Уравнение баланса массы компонента i имеет вид

$$\frac{\partial M_i}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{J}_i = S_i, \quad (1)$$

где $M_i = m \sum_a \rho_a x_{ia} s_a$ — массовая плотность компонента i , $\mathbf{J}_i = \sum_a \rho_a x_{ia} \mathbf{W}_a$ — плотность потока массы компонента i , индекс a нумерует флюидные (не образующие скелет) фазы, ρ_a , s_a , \mathbf{W}_a — плотность, насыщенность и скорость фильтрации фазы a , m — пористость, S_i — источники/стоки массы i -го компонента (химические реакции), x_{ia} — массовая концентрация компонента i в фазе a .

Уравнение баланса энергии имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{Q} = S, \quad (2)$$

где $E = m \sum_a \rho_a h_a s_a - mP + E_s$ — плотность энергии, $\mathbf{Q} = \sum_a \rho_a h_a \mathbf{W}_a - \lambda \nabla T$ — плотность потока энергии, h_a — удельная энтальпия фазы a , E_s — плотность энергии скелета (отнесенная к полному объему), S — источники/стоки энергии (химические реакции), λ — эффективный коэффициент теплопроводности.

Для возможности исследования качественного поведения решений (1)–(2) примем несколько упрощающих предположений. Будем считать, что в поровом пространстве содержится три компонента, распределенные по двум фазам: конденсированной и газовой. Компонент 1 — «кокс», содержится только в конденсированной фазе; компонент 2 — «окислитель» (кислород), содержится только в газовой фазе; компонент 3 — «инертный газ», содержится только в газовой фазе. «Кокс» при достаточно высоких температурах вступает в реакцию с окислителем, образуя углекислый и угарный газы. Компонент «инертный газ» объединяет как компоненты, не вступающие в реакцию (азот и др.), так и продукты реакции.

Примем, что конденсированная фаза неподвижна. В этом случае \mathbf{W} есть скорость фильтрации газовой фазы. Будем считать, что парциальные удельные объемы компонентов не зависят ни от давления, ни от температуры. В этом случае система баланса масс (1) преобразуется к виду балансов объемов [Ентов, Заковский, 1988]. Не будем учитывать факторы, обусловленные пространственностью протекающих процессов: теплотери через кровлю и подошву пласта, гравитационную сепарацию и др. Тогда в одномерной плоской геометрии уравнения ба-

лансов объемов имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial ms}{\partial t} &= -\xi_1 S, \\ \frac{\partial my(1-s)}{\partial t} + \frac{\partial yW}{\partial x} &= -\xi_2 S, \\ \frac{\partial m(1-y)(1-s)}{\partial t} + \frac{\partial (1-y)W}{\partial x} &= \xi_3 S,\end{aligned}\quad (3)$$

где s , $1-s$ — насыщенность жидкой и конденсированной фазами, y — объемная концентрация окислителя (в газовой фазе).

Скорость химической реакции $\xi_1 S = \xi_1 \frac{f(s,y)}{\tau} \exp(-T_a/T)$ есть темп истощения объема топлива в единице объема порового пространства. Здесь ξ_i — объемные стехиометрические коэффициенты, $1/\tau$ — предэкспоненциальный множитель, T_a — температура активации, f — множитель, описывающий зависимость скорости реакции от содержания топлива и окислителя в единице объема порового пространства. В дальнейшем принимается $f(s,y) = s(1-s)y$.

Примем, что изобарные теплоемкости фаз на единицу объема постоянны, и, кроме того, для компактности формул примем, что теплоемкости конденсированной и газовой фаз равны между собой и составляют c_f . Теплоту реакции — количество тепла, выделяющееся при изобарическом сгорании единицы объема топлива, — включим в энтальпию конденсированной фазы. В этом приближении плотность энергии принимает вид

$$E = m(c_f \Theta + qs) + (1-m)c_s \Theta - mP,$$

а плотность потока энергии —

$$Q = c_f \Theta W - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Здесь $\Theta = T - T_r$, где T_r — некоторая отсчетная температура, величина q имеет смысл теплового эффекта реакции при сгорании единицы объема топлива при отсчетной температуре $T = T_r$ и фиксированном давлении. Уравнение энергии в этих предположениях принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left((mc_f + (1-m)c_s) \Theta + mqs - mP \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(c_f \Theta W - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 0. \quad (4)$$

Пористость m и коэффициент теплопроводности λ считаем постоянными.

Сделанные приближения оставляют за рамками модели многие физико-химические процессы, протекающие при внутривластовом горении, но зато приводят к ее существенному упрощению и обобщимости. В частности, пренебрежение зависимостью парциальных удельных объемов компонентов от термобарических условий, в которых находится смесь, позволяет исключить из модели давление и закон Дарси (с оговорками, которые будут сформулированы ниже). В рамках рассматриваемой модели, нацеленной на качественное, а не количественное описание процессов внутривластового горения, эти приближения представляются адекватными.

3. Решение вида «бегущая волна»

Далее рассматриваются волновые режимы внутривластового горения. Пусть по бесконечному в обе стороны коллектору слева направо распространяется волна горения. Обозначим индексом «0» величины перед фронтом волны (при $x \rightarrow +\infty$), индексом «1» — за фронтом (при $x \rightarrow -\infty$). Решение уравнений (3) и (4) ищем в виде бегущей со постоянной скоростью $D > 0$ волны. Перейдем в движущуюся вместе с фронтом горения систему координат, в кото-

рой температура, насыщенность и концентрация окислителя стационарны. Уравнениях баланса объемов (3) примут вид

$$\begin{aligned} mD \frac{ds}{dx} &= \xi_1 S, \\ mD \frac{d(\alpha s - y(1-s))}{dx} + \frac{d(yW)}{dx} &= 0, \\ mD \frac{d(\beta s)}{dx} - \frac{dW}{dx} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь из трех уравнений баланса объемов составлены две линейные комбинации, не содержащие скорость реакции, $\alpha = \xi_2 / \xi_1 > 0$, $\beta = (\xi_3 - \xi_2 - \xi_1) / \xi_1$. Параметры α и β имеют ясный смысл: при сжигании ξ_1 объемов горючего расходуется ξ_2 объемов окислителя и образуется ξ_3 объемов продуктов реакции. Таким образом, α — объем окислителя, необходимый для сжигания единицы объема горючего, β — дополнительный объем, образующийся при сгорании единицы объема горючего. В движущейся системе координат уравнение энергии (4) принимает вид

$$-D \frac{d}{dx} \left((mc_f + (1-m)c_s) \Theta + mqs - mP \right) + \frac{d}{dx} \left(c_f \Theta W - \lambda \frac{dT}{dx} \right) = 0. \quad (6)$$

Проинтегрировав последние два уравнения баланса объемов (5) и уравнение энергии (6), получим систему ОДУ, описывающую структуру волны горения:

$$\begin{aligned} \frac{ds}{dx} &= \frac{\xi_1 S}{mD}, \\ \alpha s - y(1-s) + yk &= \text{const}, \\ \beta s - k &= \text{const}, \\ (k_T - k) \Theta + \frac{qs}{c_f} - \frac{P}{c_f} + \frac{\lambda}{mDc_f} \frac{dT}{dx} &= \text{const}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $k = W / mD$ — безразмерная скорость фильтрации, $k_T = 1 + (1-m)c_s / (mc_f)$.

Отметим, что при неизотермическом вытеснения флюидов скорость тепловой волны и скорость фильтрации связаны соотношением $D_T = \frac{W}{m} \cdot \frac{mc_f}{mc_f + (1-m)c_s}$. Таким образом, параметр $k_T > 1$ показывает, во сколько раз средняя скорость фильтрации флюидов W / m больше скорости тепловой волны D_T .

Рассмотрим инверсный (RTF) режим распространения волны внутрипластового горения. В этом режиме тепловая волна опережает волну горения, при этом температура продуктов реакции больше температуры несгоревшей смеси. Пусть в пласт с объемной долей кокса s_0 закачивается газ с температурой T_1 и концентрацией окислителя (кислорода) y_1 . На фронте волны горения (зоны конечного размера, состоящей из зоны прогрева и зоны реакции) происходит частичное сгорание горючего до насыщенности s_1 и подъем температуры до величины $T_0 > T_1$. В прогретой области ($x \rightarrow +\infty$) реакция не протекает, потому что на фронте волны горения исчерпывается окислитель, в холодной области ($x \rightarrow -\infty$) из-за низкой температуры (считается, как это принято в теории горения, что скорость реакции при исходной температуре пласта T_1 обращается практически в ноль). Заметим, что исходная температура пласта может не быть равной T_1 , но для целей настоящей работы это не имеет значения. Таким образом, граничные

условия на «бесконечностях» имеют вид

$$\begin{aligned} \text{при } x \rightarrow -\infty: T &\rightarrow T_1, s \rightarrow s_1, y \rightarrow y_1, k \rightarrow k_1, \\ \text{при } x \rightarrow +\infty: T &\rightarrow T_0, s \rightarrow s_0, y \rightarrow y_0 = 0, k \rightarrow k_0. \end{aligned}$$

Величины s_0 , T_1 , y_1 считаются заданными; T_0 , s_1 , k_0 , k_1 заранее не известны, а определяются из решения задачи.

Выясним, при каких значениях параметров волны горения реализуется RTF-режим. Записывая последние три соотношения (7) при $x \rightarrow \pm\infty$ и пренебрегая изменением давления на волне горения, получаем

$$\begin{aligned} \alpha s - y(1-s) + yk &= \alpha s_0 = \alpha s_1 - y_1(1-s_1) + y_1 k_1, \\ \beta s - k &= \beta s_0 - k_0 = \beta s_1 - k_1, \\ (k_T - k)\Theta + \frac{qs}{c_f} + \frac{\lambda}{mDc_f} \frac{dT}{dx} &= (k_T - k)\Theta_0 + \frac{qs_0}{c_f}. \end{aligned} \quad (8)$$

Условие реализации бегущей волны в RTF-режиме состоит в том, что скорость тепловой волны прогрева W_0 / k_T больше скорости волны горения W_0 / k_0 . Исключая k_1 из (8), находим

$$(1 - k_0 + \beta s_0) \frac{y_1}{\alpha} + s_0 = \left(1 + \frac{1 + \beta}{\alpha} y_1 \right) s_1.$$

Множитель перед s_1 в правой части:

$$1 + \frac{1 + \beta}{\alpha} y_1 = 1 + \frac{1 + \xi_3 / \xi_1 - \alpha - 1}{\alpha} y_1 = 1 - y_1 + \frac{\xi_3 / \xi_1}{\alpha} y_1 > 0.$$

Так как $s_1 \geq 0$, то должно быть выполнено неравенство $k_0 \leq 1 + (\alpha / y_1 + \beta) s_0$. С другой стороны, для реализации инверсного (RTF) режима необходимо выполнение неравенства $k_T < k_0$, выражающего (в безразмерном виде) тот факт, что тепловая волна распространяется быстрее волны горения. Объединяя последние неравенства, заключаем, что RTF-режим может быть реализован при выполнении условия

$$1 + \frac{(1-m)c_s}{mc_f} = k_T < 1 + \left(\frac{\alpha}{y_1} + \beta \right) s_0 \quad \text{или} \quad \frac{\alpha}{y_1} > \frac{(1-m)c_s}{mc_f s_0} - \beta. \quad (9)$$

В случае если реакция протекает с сохранением объема ($\beta = 0$), последнее соотношение приводит к известному критерию $y_1 < \frac{\alpha mc_f s_0}{(1-m)c_s}$.

4. Структура и режимы распространения инверсной волны внутрипластового горения

Из соотношений (8) находим

$$s_1 = \frac{\alpha s_0 + y_1(1 - k_1)}{\alpha + y_1}, \quad (10)$$

$$k(s) = k_1 + \beta(s - s_1), \quad y(s) = \frac{\alpha(s - s_0)}{1 - s - k(s)}, \quad (11)$$

$$\Theta_0 = \frac{k_1 - k_T}{k_0 - k_T} \Theta_1 + \frac{q(s_0 - s_1)}{c_f(k_0 - k_T)}. \quad (12)$$

Из условия $k_0 > k_T$ следует, что $k_1 > k_* = \frac{k_T(\alpha + y_1) + \beta y_1(1 - s_0)}{\alpha + y_1 + \beta y_1}$, а из (10) — $k_1 \leq k_{**} = 1 + \frac{\alpha s_0}{y_1}$.

Неравенство $k_* < k_{**}$ эквивалентно (9).

Последнее из соотношений (8), переписанное в виде

$$\frac{d\Theta}{dx} = \frac{mD}{\lambda} [c_f(k - k_T)(\Theta - \Theta_0) - q(s - s_0)],$$

совместно с первым уравнением (7) образуют автономную систему ОДУ. Фазовые траектории этой системы на (s, Θ) -плоскости описываются уравнением

$$\frac{d\Theta}{ds} = \frac{(mD)^2}{\lambda \xi_1 S} [c_f(k - k_T)(\Theta - \Theta_0) - q(s - s_0)]. \quad (13)$$

Для удобства анализа уравнений перейдем к безразмерным величинам. Введем параметры $\gamma = T_a / T_r$, $\sigma = q / (c_f T_r)$ и безразмерную температуру θ по формуле $T - T_r = \Theta = T_r \theta$. В безразмерных переменных уравнение (13), описывающее траектории системы на фазовой (s, θ) -плоскости, принимает вид

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{(k - k_T)(\theta - \theta_0) - \sigma(s - s_0)}{\text{Da } k_1^2 f(s, y)} \exp\left(-\frac{\gamma\theta}{1 + \theta}\right). \quad (14)$$

Здесь $\tau_r = \tau e^{T_a/T_r}$ — время реакции при отсчетной температуре, $\text{Da} = \frac{\lambda / c_f}{W_1^2 \tau_r}$ — число Дамкеле-

ра. Безразмерная скорость фильтрации $k(s)$ и объемная концентрация окислителя $y(s)$ определяются из (11). Температура в зоне реакции Θ_0 определяется из соотношения (12), которое в безразмерной форме имеет вид

$$\theta_0 = \frac{k_1 - k_T}{k_0 - k_T} \theta_1 + \frac{\sigma(s_0 - s_1)}{k_0 - k_T}. \quad (15)$$

Здесь величины k_0 , s_1 выражены через k_1 и входные параметры s_0 , y_1 согласно (10) и (11).

Постановка нелинейной задачи на собственное значение k для уравнения (14) состоит следующем. Фиксируются температура в закачиваемом газе T_1 (в безразмерных величинах θ_1), концентрация в нем окислителя y_1 и темп закачки W_1 (параметризуемый числом Дамкеле-ра Da). Следует найти скорость распространения волны горения k и температуру в зоне горения T_0 (в безразмерных величинах θ_0).

Для численного решения этой задачи используется алгоритм «пристрелки», который, применительно к рассматриваемой постановке, состоит из следующих этапов.

1. Задаются начальные приближения для скорости волны горения k_1 . Рассчитываются остаточная насыщенность горючего за фронтом волны горения по (10) и температура в зоне горения по (15).

2. Устойчивое численное интегрирование уравнения (14) проводится, стартуя из точки (s_0, θ_0) , которая является особой и имеет тип «седло». Наклон сепаратрисы составляет

$$\left(\frac{d\theta}{ds}\right)_0 = \frac{\sigma(k_0 - 1 + s_0)}{\alpha \text{Da}_0 k_1^2 s_0 (1 - s_0) + (k_0 - k_T)(k_0 - 1 + s_0)},$$

где $Da_0 = \frac{\lambda / c_f}{W_1^2 \tau_0}$ — число Дамкелера, вычисленное по времени реакции в зоне горения τ_0 .

Численное интегрирование проводится до выполнения одного из следующих условий: $\theta < \theta_1$ или $s < s_1$.

3. Если критерий сходимости итераций не выполнен, проводится (методом дробления отрезка пополам) коррекция скорости волны горения и возврат к пункту 1.

Результаты расчетов по описанному выше алгоритму представлены на рис. 1–4. Были приняты следующие значения теплофизических параметров: объемные теплоемкости флюидов (конденсированной и газовой фаз) и скелета $c_f = 0.8 \times 10^6$ Дж/Км³, $c_s = 2 \times 10^6$ Дж/Км³; эффективный коэффициент теплопроводности $\lambda = 3$ Вт/Км; калорийность кокса $q = 60 \times 10^9$ Дж/м³; пористость $m = 0.2$; температура активации $T_a = 2.165 \times 10^4$ К [8]; предэкспонент (обратный) $\tau = 1.64 \times 10^{-6}$ с [8]; относительный расход окислителя $\alpha = 30$; дополнительно возникающий объем $\beta = 0$. Во всех вариантах начальная объемная доля кокса составляла $s_0 = 0.1$, температура закачиваемого газа $T_1 = 400$ °К = 127 °С. При таком выборе параметров модели и исходных данных безразмерные комбинации составляли (при $T_r = T_1$): $\sigma = q / (c_f T_r) = 187.5$, $\gamma = T_a / T_r = 54.125$, $k_T = 11$. Варьировались темп закачки газа (скорость фильтрации) и концентрация окислителя (кислорода) в закачиваемом газе.

На рис. 1–4 показаны результаты расчетов безразмерных характеристик волны горения при пяти скоростях фильтрации: (1) 10^{-5} м/с, (2) $2 \cdot 10^{-5}$ м/с, (3) $4 \cdot 10^{-5}$ м/с, (4) $8 \cdot 10^{-5}$ м/с, (5) $16 \cdot 10^{-5}$ м/с (в интервале изменения концентрации окислителя $0.08 \leq y_1 \leq 0.21$). На рис. 1 представлена безразмерная скорость фильтрации $k = W_1 / mD$. На рис. 2 представлена объемная доля несгоревшей нефти относительно ее исходной величины s_1 / s_0 . Видно, что существует достаточно четкая граница, разделяющая два режима распространения волны горения. Существование двух режимов хорошо прослеживается на графиках зависимости $s_1(y_1)$ (рис. 2). Видно, что при малых W_1 и/или больших y_1 насыщенность за фронтом волны горения $s_1 \approx 0$. В этом случае безразмерная скорость фильтрации составляет $k \approx k_{**} = 1 + \alpha s_0 / y_1$ и волна горения распространяется со скоростью $D \approx \frac{W_1 / m}{1 + \alpha s_0 / y_1}$, не зависящей от кинетики и калорийности химической реакции. Такой режим распространения, когда скорость волны определяется темпом подвода окислителя, следует характеризовать как гидродинамический. В этом режиме

$$\theta_0 = \frac{\alpha s_0}{k_{**} - k_T}, \quad T_0 = T_1(1 + \theta_0) = T_1 + \frac{q s_0}{c_f(1 + \alpha s_0 / y_1 - k_T)}.$$

В кинетическом режиме безразмерная скорость фильтрации k растет с увеличением концентрации окислителя в закачиваемом газе y_1 , а в гидродинамическом — убывает. Соответственно, при фиксированном темпе закачки W_1 скорость волны горения в кинетическом режиме убывает с ростом y_1 , а в гидродинамическом режиме — возрастает. При фиксированной концентрации окислителя y_1 безразмерная скорость фильтрации в кинетическом режиме убывает с ростом темпа закачки W_1 . В гидродинамическом режиме эта величина не меняется, т. е. скорость волны горения пропорциональна скорости фильтрации.

Температура в зоне горения растет при увеличении концентрации окислителя. В кинетическом режиме температура в зоне реакции растет с ростом темпа закачки, а в гидродинамическом — не зависит от него (рис. 3). Ширина зоны прогрева, вычисляемая по формуле

$$l_{th} = \frac{\lambda}{mDc_f(k - k_T)} = \frac{\lambda}{W_1c_f(1 - k_T/k)}, \text{ тем меньше, чем больше темп закачки газа (рис. 4).}$$

Ширина зоны реакции оценивается как $l_r = mD\tau_0 / y_1 = W_1\tau_0 / (ky_1)$.

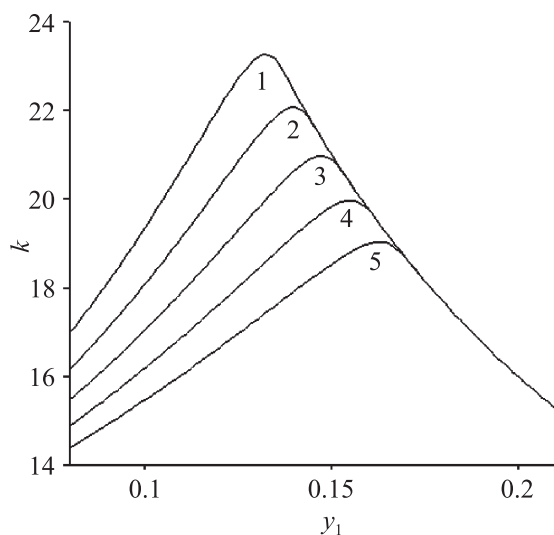


Рис. 1. Зависимость безразмерной скорости фильтрации от концентрации окислителя при различных темпах закачки газа

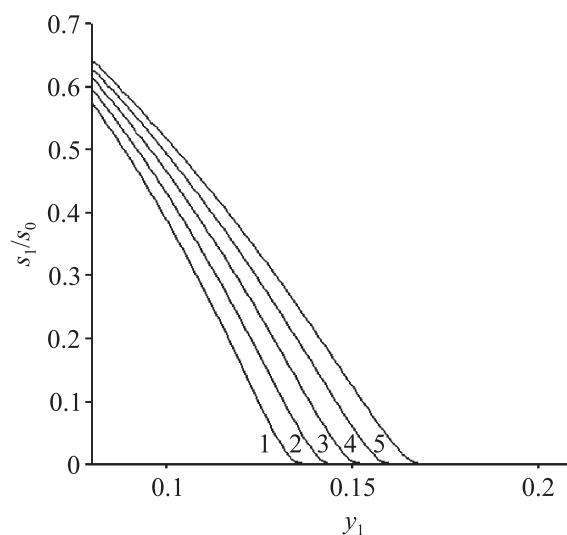


Рис. 2. Зависимость объемной доли топлива за фронтом волны горения от концентрации окислителя при различных темпах закачки газа

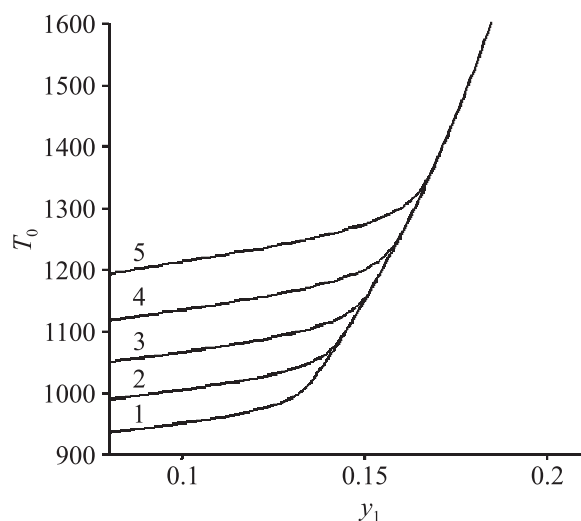


Рис. 3. Зависимость температуры в зоне горения от концентрации окислителя при различных темпах закачки газа

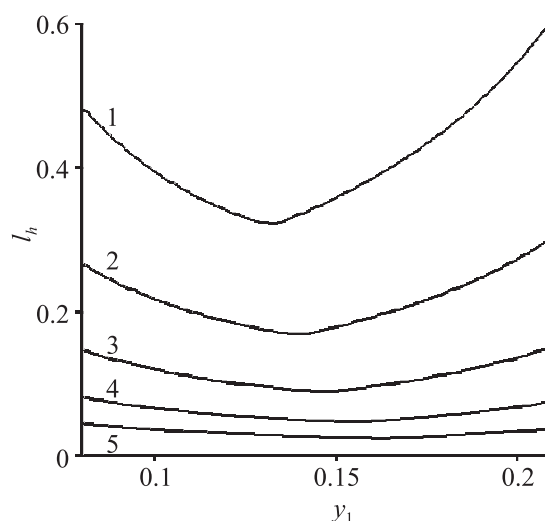


Рис. 4. Зависимость ширины зоны прогрева от концентрации окислителя при различных темпах закачки газа

5. Результаты численного моделирования процесса внутривластового горения

Численное моделирование внутривластового горения производилось с помощью термодинамического симулятора процессов фильтрации, реализующего балансы совместно с определяющими соотношениями (закон Дарси, уравнения состояния фаз и др.) и описанного в [Шевченко и др., 2015]. Ниже представлены результаты расчетов, выполненных в рамках описанной выше модели двухфазной трехкомпонентной фильтрации. Дополнительно приняты следующие упрощения, которые позволяют провести сравнение результатов численного моделирования с предсказаниями «аналитического» подхода:

- 1) конденсированная фаза неподвижна;
- 2) в результате химической реакции объем системы не изменяется, т. е. $\xi_1 + \xi_2 = \xi_3$;
- 3) парциальные удельные объемы компонентов v_i не зависят ни от температуры, ни от давления.

Были приняты следующие значения удельных объемов компонентов: $v_1 = 1.25 \times 10^{-6} \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_2 = 14.06 \times 10^{-6} \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_3 = 10.57 \times 10^{-6} \text{ м}^3/\text{кг}$; объемных стехиометрических коэффициентов реакции: $\xi_1 = 1 \text{ м}^3$, $\xi_2 = 30 \text{ м}^3$, $\xi_3 = 31 \text{ м}^3$. При таком выборе параметров реакция протекает с сохранением объема $\beta = 0$, а отношение стехиометрических объемов окислителя и горючего составляет $\alpha = 30$. Как и выше, теплоемкости конденсированной (кокса) и газовой фаз на единицу объема составляли $c_f = 0.8 \times 10^6 \text{ Дж/К м}^3$. Калорийность реакции по отношению к топливу (коксу) принималась равной $Q = 60 \times 10^9 \text{ Дж/м}^3$.

Принимались следующие теплофизические характеристики пласта: пористость $m = 0.2$, проницаемость $K = 1$ Дарси, теплоемкость скелета $c_s = 2 \times 10^6 \text{ Дж/К м}^3$, коэффициент теплопроводности $\lambda = 3 \text{ Вт/К м}$.

В начальный момент времени $t = 0$ давление в пласте $P = 400$ бар, насыщенность $s_0 = 0.1$. На левой границе $x = 0$ температура закачиваемого газа $T_1 = 400 \text{ °К} = 127 \text{ °С}$, темп закачки газа (скорость фильтрации газовой фазы) $W_1 = 10^{-5} \text{ м/с}$, концентрация окислителя y_1 варьировалась. Расчеты проводились на сетке, содержащей 2000 интервалов. Для расчета распространения волны ВПГ в кинетическом режиме величина пространственного шага сетки выбиралась таким образом, чтобы зона горения была разрешена примерно десятью интервалами. В гидродинамическом режиме распространения волны ВПГ разрешать структуру фронта (зоны горения и прогрева) нет необходимости.

Моделирование кинетического режима распространения фронта горения. В этом варианте расчета принимались объемная концентрация окислителя $y_1 = 0.1$, что соответствует кинетическому режиму распространения фронта горения. Согласно описанному выше методу расчета характеристик волны внутривластового горения при закачивании в пласт газа с указанными параметрами температура в зоне горения составит $T_0 = 951 \text{ °К} = 678 \text{ °С}$, объемная доля несгоревшей нефти — $s_1 = 0.0389$, параметр $k = 19.32$ и фронт горения будет распространяться со скоростью $D = W_1 / (mk) = 2.58 \times 10^{-6} \text{ м/с}$. При этом ширина зоны прогрева составляет $l_{th} = 0.871 \text{ м}$, ширина зоны реакции — $l_r = 0.154 \text{ м}$, пространственный шаг сетки составлял $h = 0.07 \text{ м}$.

По результатам численного моделирования скорость фронта горения составила $D = 2.59 \times 10^{-6} \text{ м/с}$ ($k = 19.34$), что хорошо согласуется со скоростью, полученной из теоретических оценок. Значение остаточной насыщенности, полученное с помощью численного моделирования, $s_1 = 0.04$, также достаточно хорошо соответствует теоретической оценке. На рис. 5–6 представлены результаты моделирования распространения волны внутривластового горения

при указанных выше теплофизических характеристиках коллектора и флюидов на момент времени $t = 4 \times 10^7$ с = 463 сут. На рисунках расстояния даны в метрах, температура — в градусах Кельвина.

Моделирование гидродинамического режима распространения фронта горения (не-разрешенная зона реакции). В данном варианте принималось $y_1 = 0.15$, что соответствует гидродинамическому режиму распространения фронта горения. Согласно описанному выше методу расчета характеристик волны внутрипластового горения при закачивании в пласт газа с указанными параметрами температура в зоне горения составит $T_0 = 1152$ °K = 879 °C, объемная доля несгоревшей нефти — $s_1 \approx 0$, параметр $k = 21$, скорость распространения фронта горения $D = W_1 / (mk) = 2.38 \cdot 10^{-6}$ м/с. При этом ширина зоны прогрева составляет $l_{th} = 0.787$ м, ширина зоны реакции — $l_r = 0.0135$ м, пространственный шаг сетки составлял $h = 10$ м, что существенно больше как ширины зоны реакции, так и ширины зоны прогрева.

По результатам численного моделирования, скорость фронта горения составила $D = 2.38 \cdot 10^{-6}$ м/с ($k = 20.95$), что хорошо согласуется со скоростью, полученной из теоретических оценок. Как видно, при моделировании распространения волны внутрипластового горения в гидродинамическом режиме нет необходимости разрешать зоны реакции и прогрева.

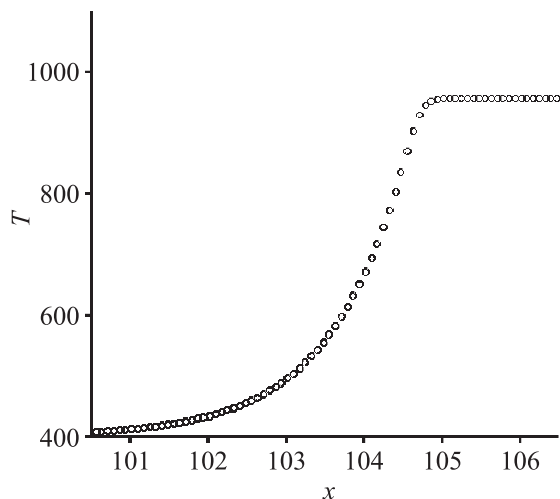


Рис. 5. Распределение температуры в зоне прогрева

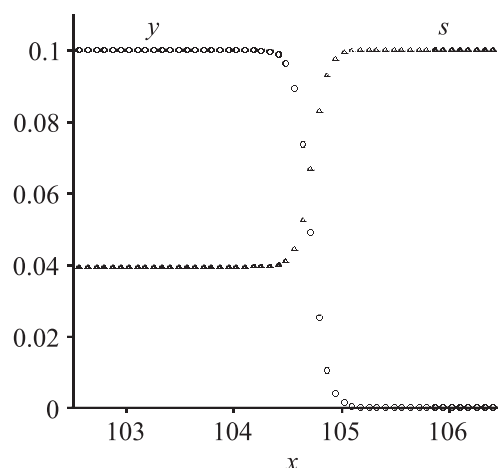


Рис. 6. Распределение концентрации окислителя y и объемной доли топлива s в зоне реакции

6. Заключение

Изучена задача распространения волны внутрипластового горения при многофазном фильтрационном течении. Исследованы решения типа «бегущая волна» при двухфазной фильтрации. Найдены критерии реализации инверсного (RTF) режима распространения волны горения, при котором фронт прогрева опережает фронт горения. Построены вычислительные алгоритмы для приближенного расчета основных характеристик волны горения: скорости волны, ширины зон реакции и прогрева, температуры в зоне реакции и пр.

Проведено численное моделирование распространения волны внутрипластового горения. Результаты моделирования показали хорошую точность полученных аппроксимационных соотношений для основных характеристик волны горения. Показано, что корректное моделирование распространения волны внутрипластового горения в гидродинамическом режиме можно проводить, не разрешая зоны реакции и прогрева.

Авторы благодарят И. В. Цыбулина за ценные обсуждения и консультации.

Список литературы (References)

- Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. — Новосибирск: Наука, 1988. — С. 9–51.
Aldushin A. P., Merzhanov A. G. Teoriia filtratsionnogo gorenii: obshchie predstavleniia i sostoianie issledovaniia [The theory of filtration combustion: general concepts and state of research] // *Rasprostranenie teplovykh voln v geterogennykh sredakh*. — Novosibirsk: Nauka, 1988. — P. 9–51 (in Russian).
- Алекперов В. Ю., Грайфер В. И., Николаев Н. М. и др. Новый отечественный способ разработки Баженовской свиты (часть 1) // Нефтяное хозяйство. — 2013. — № 12. — С. 100–105.
Alekperov V. Yu., Graifer V. I., Nikolaev N. M. et al. Novyi otechestvennyi sposob razrabotki Bazhenovskoi svity (chast 1) [A new domestic method for developing the Bazhenov formation (part 1)] // *Oil industry*. — 2013. — No. 12. — P. 100–105 (in Russian).
- Алекперов В. Ю., Грайфер В. И., Николаев Н. М. и др. Новый отечественный способ разработки Баженовской свиты (часть 2) // Нефтяное хозяйство. — 2014. — № 1. — С. 50–53.
Alekperov V. Yu., Graifer V. I., Nikolaev N. M. et al. Novyi otechestvennyi sposob razrabotki Bazhenovskoi svity (chast 2) [A new domestic method for developing the Bazhenov formation (part 2)] // *Oil industry*. — 2014. — No. 1. — P. 50–53 (in Russian).
- Бетелин В. Б., Юдин В. А., Афанаскин И. В., Вольпин С. Г., Кац Р. М., Королев А. В. Создание отечественного термогидросимулятора — необходимый этап освоения нетрадиционных залежей углеводородов России. — М.: ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН, 2015.
Betelin V. B., Iudin V. A., Afanaskin I. V., Volpin S. G., Kats R. M., Korolev A. V. Sozdanie otechestvennogo termogidrosimulirovaniia — neobkhodimyi etap osvoeniia netraditsionnykh zalezhei uglevodorodov Rossii [The creation of a domestic thermohydro-simulator is a necessary stage in the development of unconventional hydrocarbon deposits in Russia]. — Moscow: FGU FNTS NIISI RAN, 2015 (in Russian).
- Богданов И. И., Боксерман А. А., Ентов В. М. и др. Термогидродинамика процесса внутрипластового горения как средства интенсификации добычи нефти // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. — Новосибирск: Наука, 1988. — С. 246–262.
Bogdanov I. I., Bokserman A. A., Entov V. M. et al. Termogidrodinamika protsesssa vnutriplastovogo gorenii kak sredstva intensifikatsii dobychi nefiti [Thermohydrodynamics of the in situ combustion process as a means of intensifying oil production] // *Rasprostranenie teplovykh voln v geterogennykh sredakh*. — Novosibirsk: Nauka, 1988. — P. 246–262 (in Russian).
- Бурже Ж., Сурио П., Комбарну М. Термические методы повышения нефтеотдачи пластов. — М.: Недра, 1988.
Burger J., Sourieau P., Combarous M. Recuperation Assistee du Petrole les Methodes Thermiques. — Publications de l'institute Francais du Petrole, 1984. (Russ. ed.: *Burzhe Zh., Surio P., Kombarnu M. Termicheskie metody povysheniya nefteotdachi plastov*. — Moscow: Nedra, 1988.)
- Доброго К. В., Жданок С. А. Физика фильтрационного горения газов. — Минск: Ин-т тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАНБ, 2002.
Dobrego K. V., Zhdanok S. A. Fizika filtratsionnogo gorenii gazov [Physics of filtration combustion of gases]. — Minsk: In-t teplo- i massoobmena im. A. V. Lykova NANB, 2002 (in Russian).
- Ентов В. М., Зазовский А. Ф. Гидродинамика процессов повышения нефтеотдачи. — М.: Недра, 1988.
Entov V. M., Zazovskii A. F. Gidrodinamika protsessov povysheniia nefteotdachi [Hydrodynamics of enhanced oil recovery processes]. — Moscow: Nedra, 1988 (in Russian).
- Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
Zeldovich Ya. B., Barenblatt G. I., Librovich V. B., Makhviladze G. M. The Mathematical Theory of Combaction and Explosion. — New York: Consultants Bureau, 1985. (Russ. ed.: *Zel'dovich Ya. B., Barenblatt G. I., Librovich V. B., Makhviladze G. M. Matematicheskaya teoriya goreniia i vzryva*. — Moscow: Nauka, 1980.)
- Родионов В. Е., Цыбулин И. В., Карпаев А. А. Численное моделирование волны внутрипластового горения при двухфазном фильтрационном течении // Труды МФТИ. — 2016. — Т. 8, № 3. — С. 2–15.
Rodionov V. E., Tsybulin I. V., Karpaev A. A. Chislennoe modelirovanie volny vnutriplastovogo gorenii pri dvukhfaznom filtratsionnom techenii [Numerical modeling of the in situ combustion wave in a two-phase filtration flow] // *Proceedings of MIPT*. — 2016. — Vol. 8, No. 3. — P. 2–15 (in Russian).

- Шевченко А. В., Цыбулин И. В., Скалько Ю. И.* Моделирование процессов фильтрации в коллекторах с переменной пористостью // Труды МФТИ. — 2015. — Т. 7, № 2. — С. 60–69.
Shevchenko A. V., Tsybulin I. V., Skalko Yu. I. Modelirovanie protsessov filtratsii v kollektorakh s peremennoy porisnostiu [Modeling filtration processes in reservoirs with variable porosity] // Proceedings of MIPT. — 2015. — Vol. 7, No. 2. — P. 60–69 (in Russian).
- Юдин В. А., Королев А. В., Афанаскин И. В., Вольпин С. Г.* Теплоемкость и теплопроводность пород и флюидов баженовской свиты — исходные данные для численного моделирования тепловых способов разработки. — М.: ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН, 2015.
Iudin V. A., Korolev A. V., Afanaskin I. V., Volpin S. G. Teploemkost i teploprovodnost porod i fluidov Bazhenovskoi svity — iskhodnye dannye dlia chislennij mdelirovaniia teplovykh sposobov razrabotki [Heat capacity and thermal conductivity of rocks and fluids of the Bazhenov Formation — initial data for numerical modeling of thermal development methods]. — Moscow: FGU FNTS NIISI RAN, 2015 (in Russian).
- Gargar N., Mailybaev A., Marchesin D., Bruining J.* Compositional effects in light/medium oil recovery by air injection: vaporization vs. Combustion // Journal of Porous Media. — 2014. — Vol. 17, No. 11. — P. 937–952.
- Mailybaev A. A., Bruining J., Marchesin D.* Analysis of in situ combustion of oil with pyrolysis and vaporization // Combustion and Flame. — 2011. — Vol. 158, No. 6. — P. 1097–1108.
- Souza A., Marchesin D., Akkutlu I.* Wave sequences for solid fuel adiabatic in-situ combustion in porous media // Comp. Appl. Math. — 2006. — Vol. 25, No. 1. — P. 27–54.