

## 19 - Теплофизика и теплотехника. Процессы тепломассобмена

Грибакова Татьяна Владимировна, инженер-исследователь  
Екатеринбург, Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

**Достижимый перегрев раствора пропан-водород**

Каверин Алексей Михайлович, к.ф.-м.н.

e-mail: [tatyana.gribakova@yandex.ru](mailto:tatyana.gribakova@yandex.ru) стр. 164

Ковальчук Татьяна Николаевна, 4 курс

Тюмень, Тюменский государственный университет, Физико-технический институт

**Физико-математическая модель пароциклической обработки с параллельным наклонным смещением фронта прогрева**

Шевелев Александр Павлович, к.ф.-м.н.

e-mail: [t.n.kovalchuk@mail.ru](mailto:t.n.kovalchuk@mail.ru) стр. 165

Хатламаджиян Юрий Борисович, 4 курс

Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический

**Исследование неоднородности поля градиента температуры в жидких включениях, мигрирующих в кристалле**

Гармашов Сергей Иванович, к.ф.-м.н.

e-mail: [xatlamajivan@yandex.ru](mailto:xatlamajivan@yandex.ru) стр. 166

## Достижимый перегрев раствора пропан-водород

*Грибакова Татьяна Владимировна*  
*Институт теплофизики УрО РАН*  
*Каверин Алексей Михайлович, к.ф.-м.н.*  
*[tatyanagribakova@yandex.ru](mailto:tatyanagribakova@yandex.ru)*

Методом измерения времени жизни [1] исследована кинетика спонтанного вскипания перегретого раствора пропан-водород. Жидкость перегревалась в стеклянном капилляре объёмом  $V = 120 \text{ мм}^3$ . При заданных давлении и температуре проводилось  $N = 20-50$  измерений времени жизни раствора  $\tau_i$ , определялось среднее время жизни  $\bar{\tau} = \sum_i^N \tau_i / N$  и частота зародышеобразования  $J = (V \cdot \bar{\tau})^{-1}$ . Опыты проведены по изобарам 1.3, 1.6 и 1.9 МПа при концентрации водорода в растворе  $x = 0.08$  мол %. Исследованный интервал средних времён ожидания вскипания составил 0.06 – 60 с, что соответствует интервалу частот зародышеобразования  $J = 1.4 \cdot 10^5 - 1.4 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Температурная зависимость  $\bar{\tau}$  представлена на рис. 1.

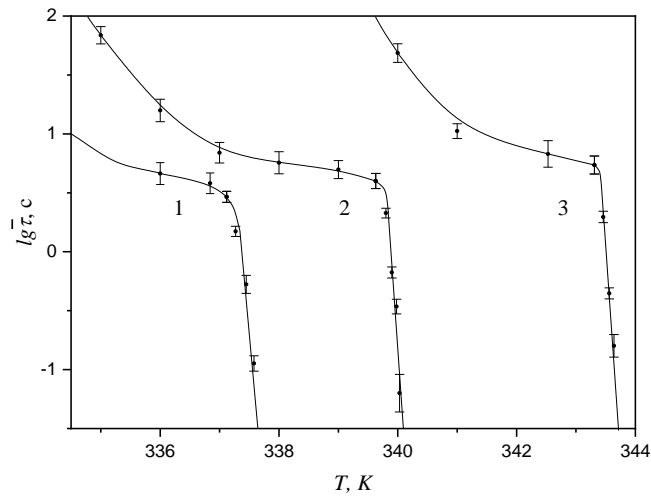


рис.1. Температурная зависимость среднего времени жизни перегретого раствора пропан-водород по изобарам 1.0 (1), 1.6 (2) и 2.0 МПа (3)

При  $lg \bar{\tau} \lesssim 0.5$  наблюдается сильная зависимость среднего времени жизни жидкости от температуры, что объясняется реализацией на данных участках изобар гомогенного механизма зародышеобразования. При более низких температурах вскипание обусловлено иницирующим действием фонового и космического излучения, контактом перегретой жидкости с внутренней поверхностью капилляра и другими факторами.

Значения температуры достижимого перегрева раствора  $T_n$ , соответствующие  $J = 10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , для исследованных изобар составляют, соответственно, 337.4, 339.9 и 343.5 К. Сопоставление полученных значений  $T_n$  с аналогичными данными для чистого пропана [2] показывает, что растворение 0.08 мол % водорода приводит к понижению температуры достижимого перегрева на 0.7 – 0.9 К.

Список публикаций:

- [1] Байдаков В.Г. // *Перегрев криогенных жидкостей*. Екатеринбург: УрО РАН, 1995. 264 с.  
[2] Байдаков В. Г., Каверин А. М., Скрипов В. П. // *Журн. физ. химии*, 1986. Т. 60. № 2. с. 444.

## Физико-математическая модель пароциклической обработки с параллельным наклонным смещением фронта прогрева

*Ковальчук Татьяна Николаевна*

*Гильманов Александр Янович*

*Тюменский государственный университет*

*Шевелев Александр Павлович*

*[t.n.kovalchuk@mail.ru](mailto:t.n.kovalchuk@mail.ru)*

На данный момент из-за падения темпов добычи углеводородов возникает потребность в совершенствовании методов нефтедобычи. В последнее десятилетие разработка пластов трудноизвлекаемой нефти имела значительный успех, однако проблемы остаются, поскольку скорость потока быстро снижается, при этом коэффициенты извлечения нефти низки. Применение термических методов воздействия на пласты высоковязких нефтей позволяет повысить эффективность разработки.

Построение моделей пластовых процессов в случае пароциклического воздействия на нефтяные пласты – это актуальная задача. Для решения комплекса практических задач имеется необходимость в наличии моделей циклического теплового воздействия на нефтяные пласты. Главным образом на выбор оптимального режима нефтедобычи влияют следующие параметры: протяженность прогреваемой области в пространстве, дебит нефти, интервал времени за который происходит закачка теплоносителя в пласт, а также время паротеплового воздействия. Для определения искомых параметров в настоящее время используются гидродинамические симуляторы или вводятся допущения, которые в значительной степени упрощают моделирование движения теплового фронта и при этом приводят к существенным погрешностям.

Снижение значения вязкости нефти при увеличении температуры оказывает значительное влияние на дебит и коэффициент извлечения нефти. В случае маломощных пластов высоковязкой нефти имеется необходимость в применении именно технологии пароциклического воздействия, поскольку не имеется возможности для бурения нагнетательной скважины.

Распределение пара в пласте является неравномерным и зависит от глубины. Физико-математическая модель пароциклической обработки с параллельным наклонным смещением фронта прогрева основана на определенных предположениях. Имеется отчетливая граница между прогретой и «холодной» нефтью. Граница – прямая линия. В декартовой системе координат при начальных условиях она определяется максимальными мощностью  $h$  и радиусом прогрева. Впоследствии граница раздела перемещается параллельно своему начальному положению, область прогретой нефти уменьшается. Равенство тепловых потерь  $W$  с закачиваемой теплотой  $H$  приводит к выражению:

$$\frac{dW}{dt} = \int_{r_w}^{r_f} \pi r \alpha (T(r) - T_0) dr = \frac{dH}{dt} = Q_3 \rho_s (c_s (T_s - T_0) + l) \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $T_s$  и  $T_0$  – температуры пара и пласта,  $Q_3$  – дебит закачки пара,  $\rho_s$  и  $c_s$  – плотность и теплоёмкость пара,  $l$  – удельная теплота парообразования,  $r_w$  – радиус скважины. Выражение (1) позволяет определить радиус фронта прогрева  $r_f$ .

Текущая координата фронта пара  $r_*$  определяется из объёмной скорости движения теплового фронта:

$$D_f = \frac{\pi h r_f^2 - \pi x r_*^2}{3t} = \frac{Q_3 K_T}{m} \quad (2)$$

где  $x$  – текущая координата вдоль вертикальной оси из-за параллельного смещения,  $t$  – текущий момент времени,  $m$  – пористость,  $K_T$  – отношение теплосодержания нефти  $R_0$  к теплосодержанию породы  $R_r$ . Тогда

$$r_*(t) = \sqrt[3]{\left( \pi h r_f^2 - \frac{3t Q R_0}{m R_r} \right) \frac{r_f}{\pi h}} \quad (3)$$

Описание прогретой области посредством предлагаемой конусообразной модели является более точным в сравнении с простейшей цилиндрической моделью.

Теплофизические процессы, учитываемые в пределах представленной выше модели, описываются с помощью законов сохранения. Численные методы позволяют промоделировать вышеуказанный теплофизический процесс при составлении системы состоящей из законов сохранения. Определение протяженности зоны прогретой нефти происходит с учетом расхода и теплосодержания теплоносителя, мощности пласта и тепловых свойств породы. Вывод итогового равенства для дебита осуществляется из

уравнения Дарси. Дебит жидкости в скважину с учетом зонального изменения температуры и вязкости нефти в рамках данной модели будет определяться выражением:

$$Q = \frac{\pi k(p_c - p_w) \sqrt{1 + \left(\frac{h}{r_c}\right)^2}}{\mu \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r_*}\right) + \mu_T \left(\frac{1}{r_*} - \frac{1}{r_w}\right)} \quad (4)$$

где  $\mu_T$ ,  $\mu$  – вязкость нефти при температуре пара  $T_s$  и при пластовой температуре,  $p_c$  – давление на контуре питания,  $p_w$  – давление на забое скважины,  $k$  – проницаемость. Это выражение учитывает, что нагретая нефть находится в конусообразной зоне от скважины до координаты  $r_*$ , непрогретая – в остальной области фильтрации до радиуса контура питания  $r_c$ .

Предложена физико-математическая модель пароциклической обработки с параллельным наклонным смещением фронта прогрева с учетом размеров прогретой зоны. Предложенная методика предоставляет возможность более точным образом предсказать технологические параметры разработки месторождения. Это позволит выбрать более рациональный режим разработки пласта и, следовательно, увеличить коэффициент извлечения нефти.

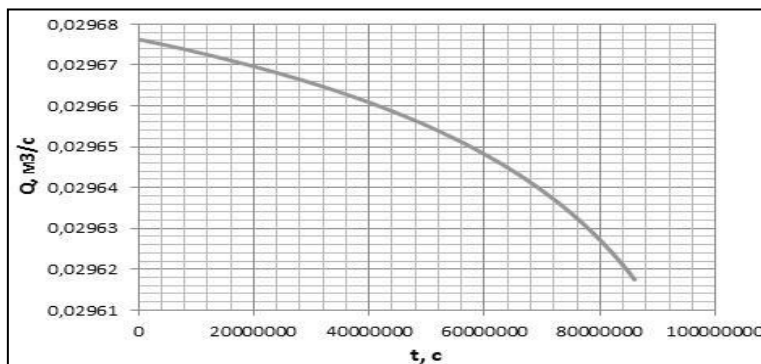


рис.1. Зависимость дебита от времени для разработанной модели

Зависимость дебита от времени при определенных модельных параметрах будет иметь вид (рис.1), в случае если для моделирования взяты следующие параметры;  $\mu = 0,01 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ,  $\mu_T = 0,001 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ,  $r_c = 900 \text{ м}$ ,  $r_w = 0,1 \text{ м}$ ,  $Q_z = 0,05 \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $\rho_s = 40 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $c_s = 4400 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ,  $l = 2300000 \text{ Дж}/\text{кг}$ ,  $T_0 = 350 \text{ К}$ ,  $T_s = 450 \text{ К}$ ,  $\alpha = 0,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ,  $m = 0,3$ ,  $h = 20 \text{ м}$ ,  $p_c = 200 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ,  $p_w = 10 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ;  $\rho_r = 2500 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $\rho_o = 800 \text{ кг}/\text{м}^3$  – плотности породы и нефти;  $c_r = 1000 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ,  $c_o = 4500 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$  – теплоемкость породы и нефти.

## Исследование неоднородности поля градиента температуры в жидких включениях, мигрирующих в кристалле

*Хатламаджиян Юрий Борисович*  
Южный федеральный университет  
Гармашов Сергей Иванович, к.ф.-м.н.  
[yhat@sfedu.ru](mailto:yhat@sfedu.ru)

Термомиграция — это явление, которое заключается в движении жидких включений в объеме кристалла под действием градиента температуры [1-4]. Причина возникновения такого движения – различие в условиях равновесия фаз вдоль межфазной границы, вызванное неоднородным нагревом кристалла. Анализ миграции включений в кристалле под действием градиента температуры и, в частности, их формы, установившейся во время движения, важен для исследования процессов кристаллизации, растворения, массопереноса в жидкой фазе [2-4].

Для успешного решения и прикладных, и исследовательских задач с помощью процесса термомиграции необходимо иметь его адекватную математическую модель. К настоящему времени разработано большое количество моделей, использующих разнообразные упрощающие предположения [2-4]. В большинстве случаев для упрощения модели предполагается, что градиент температуры однороден в области жидкой фазы. Это действительно так при условии, если теплопроводности жидкой и твердой фазы одинаковы, а кристалл

непрозрачен для внешнего и собственного излучения. Однако в общем случае эти условия не выполняются, и поэтому важно знать степень влияния различия теплопроводностей жидкой и твердой фазы на неоднородность поля градиента температуры в жидком включении, и, в конечном итоге, на его форму.

Аналитически данная задача не может быть решена и требует применения численных методов. Для получения оценочных результатов на начальном этапе изучения рассматриваемой проблемы имело смысл использовать готовые математические пакеты. В настоящей работе для моделирования теплопереноса в неоднородной среде был использован математический пакет FlexPDE, с помощью которого решалось двумерное стационарное уравнение теплопроводности:

$$\text{div}(k \text{ grad}T) = 0, \quad (1)$$

где  $k=k(x, y)$  – коэффициент теплопроводности, зависящий от координат  $x, y$ ;  $T=T(x, y)$  – температура в неоднородной двумерной прямоугольной области.

При моделировании были рассмотрены два вида форм поперечных сечений включений: прямоугольное, характерное, например, для термомиграции включений водного раствора KBr в кристалле KBr в направлении  $\langle 100 \rangle$  (рис.1а), и многоугольное, близкое по форме к включениям, мигрирующим в направлении  $\langle 111 \rangle$  кристалла Si (например, состава Si-Al, рис. 1б).

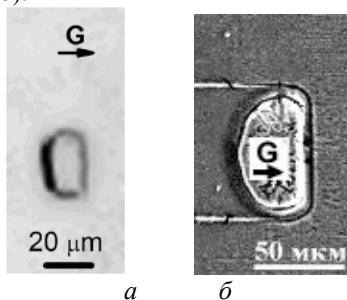


рис.1. Экспериментально полученные [4] формы сечений включений состава KBr-H<sub>2</sub>O в кристалле KBr (а) и состава Si-Al в кристалле Si, мигрирующие под действием градиента температуры G

Для оценки степени неоднородности поля градиента температуры имело смысл рассматривать два распределения температуры: вдоль средней линии сечения включения и на его боковой границе. Очевидно, что при однородном градиенте температуры эти два графика должны совпадать. Нас же интересовала степень их несовпадения при разном соотношении теплопроводностей жидкой и твердой фазы.

Из результатов моделирования в случае прямоугольной формы сечения с соотношением сторон 2:1 максимальное отклонение распределений температуры в центре и по краю включения отличаются от общего перепада температуры на толщине включения на 6% и 12% (рис.2а) при условии, что теплопроводности жидкой и твердой фазы отличаются в 2 и 5 раз. В случае многоугольного включения аналогичные отклонения при тех же соотношениях теплопроводностей составляли, соответственно, 21% и 36%(рис.2б).

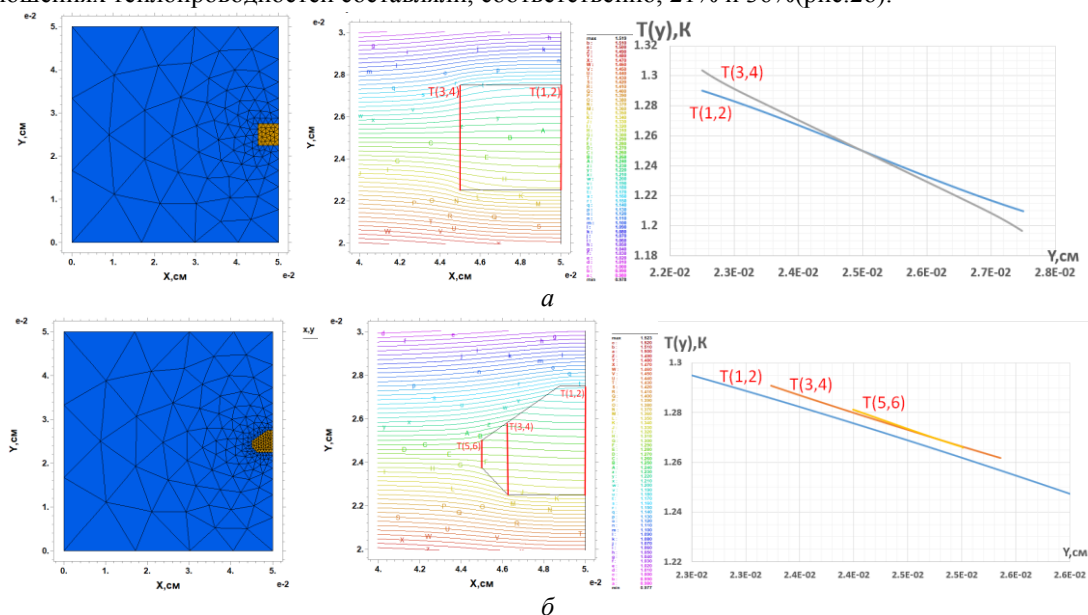


рис.2. Результаты моделирования распределения температуры в области включения с прямоугольной (а) и многоугольной (б) формой сечения

Полученные оценочные данные достаточно велики и тем самым указывают на необходимость учета соотношения теплопроводностей твердой и жидкой фаз при моделировании форм сечений включений.

Список публикаций:

- [1] Леммлейн Г. Г. Перемещение жидкого включения в кристалле в направлении к источнику тепла [Текст] // Докл. АН СССР. 1952. Т. 85. № 2. С. 325–328.
- [2] Лозовский, В.Н., Лукин Л.С., Попов В.П. Зонная перекристаллизация градиентом температуры полупроводниковых материалов [Текст] // М.: Металлургия. 1987. 232 с.
- [3] Гегузин Я.Е., Кривоглаз М.А. Движение макроскопических включений в твердых телах [Текст] // М.: Металлургия. 1971. 344 с.
- [4] Garmashov S.I. A model of shapes of liquid cylindrical inclusions migrating through a non-uniformly heated crystal: Fundamentals and applications for studying crystallization and dissolution // J. Cryst. Growth. 2021. V.574. 126312.