

УДК 532.546

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ДВУХФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКВАЖИНЕ

Р. Ф. Шарафутдинов, Т. Р. Хабиров, А. А. Садретдинов

Башкирский государственный университет, 450000 Уфа, Россия

E-mails: gframil@rambler.ru, khabirovtr@mail.ru, sadretdinovaa@rambler.ru

Приведена математическая модель пузырькового режима течения в стволе вертикальной скважины в неизотермических условиях, а также результаты расчетов объемной доли и температуры фаз. Рассмотрено влияние размера пузырька на формирование температурных полей фаз.

**Ключевые слова:** температура, давление, пузырьковый режим течения, теплообмен, скважина.

Методика исследований и интерпретации данных термометрии скважин основывается на представлении о том, что поток нефти, воды или газа является однофазным. Однако в реальных условиях в пласте и скважине наблюдаются многофазные потоки. Информативность термометрии при определении участков поступления флюида из пласта зависит от распределения температуры в стволе скважины на этих участках. В условиях малобитных скважин наблюдаются дисперсные (пузырьковые) режимы течения, при этом температуры фаз могут различаться. При исследовании таких скважин аппаратура, оснащенная одним датчиком температуры, как правило, движется по нижней образующей ствола скважины и регистрирует температуру одной из фаз. Поэтому актуальным является изучение изменения температуры двухфазного потока в областях, в которых из пласта поступают жидкость и газ (размеры этих областей составляют порядка одного метра или десятков метров), а также времени установления температурных аномалий после начала работы скважины.

Изучению гидродинамики многофазных потоков посвящено большое количество работ (см., например, [1–13]). Горизонтальное расслоенное ламинарное движение воды и тяжелой нефти исследуется в [1–3]. Исследование расслоенного потока с использованием двухжидкостной модели представлено в работе [4]. Переход расслоенного нефтеводяного потока в дисперсное течение изучался в работе [5]. В [6, 7] на основе двухжидкостной модели исследовалась линейная устойчивость расслоенного режима течения, а также устойчивость стационарных решений. Экспериментальное исследование дисперсного течения воды и нефти в наклонной трубе проведено в работах [8, 9], а горизонтальное течение нефтеводяной смеси — в работе [10]. В [11] экспериментально исследовались различные режимы совместного течения воды и нефти. Построению математической модели изотермического дисперсного течения посвящена работа [13].

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ по соглашению № 14.574.21.0053 (RFMEFI57414X0053).

© Шарафутдинов Р. Ф., Хабиров Т. Р., Садретдинов А. А., 2015

В настоящей работе приводится математическая модель неизотермического пузырькового течения жидкости и газа в скважине, рассматриваются основные закономерности распределения объемных долей фаз и температуры по стволу скважины.

Для описания гидродинамики газожидкостной смеси используем модель потока дрейфа [14], в которой уравнения неразрывности записываются отдельно для каждой фазы, а уравнение сохранения количества движения — для смеси. Вместо одного из уравнений сохранения количества движения рассматривается дополнительное соотношение, связывающее скорости газовой, жидкой фаз и скорости всплытия одиночного газового пузырька в неподвижной жидкости. Для расчета температурного поля запишем уравнения баланса тепловых потоков для каждой из фаз. Тогда система уравнений принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i \rho_i S) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_i \rho_i u_i S) = 0, \quad i = l, g; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} ((\alpha_g \rho_g u_g + \alpha_l \rho_l u_l) S) + \frac{\partial}{\partial z} ((\alpha_g \rho_g u_g^2 + \alpha_l \rho_l u_l^2) S) = \\ = -S \frac{\partial P}{\partial z} - \tau \Sigma - (\alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l) g S; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i \rho_i c_i T_i S) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_i \rho_i c_i u_i T_i S) = \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial z} S \right) \pm a_{l-g} F_{l-g} (T_l - T_g) S - a_i F_i (T_i - T_s) S + \eta_i \alpha_i \rho_i c_i \frac{\partial P}{\partial t} S. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь индексы  $l, g, l-g, s$  соответствуют жидкости, газу, межфазной поверхности и окружающей среде;  $t$  — время;  $z$  — вертикальная координата;  $\alpha$  — объемная доля;  $\rho$  — плотность;  $S$  — площадь поперечного сечения потока;  $u$  — скорость;  $P$  — давление;  $\tau$  — касательное напряжение;  $\Sigma$  — периметр поперечного сечения потока;  $g$  — ускорение свободного падения;  $c$  — теплоемкость;  $T$  — температура;  $\lambda$  — теплопроводность;  $a$  — коэффициент теплоотдачи;  $F$  — площадь поверхности соприкосновения, отнесенная к единице объема;  $\eta$  — адиабатический коэффициент.

Для описания газа используем уравнение состояния идеального газа

$$P = P_0 \frac{\rho_g}{\rho_0} \frac{T_g}{T_0}, \quad (4)$$

где индекс 0 соответствует характеристикам газа при нормальных условиях.

Согласно модели потока дрейфа [14] относительная скорость фаз определяется из выражения

$$u_g = C_0 (\alpha_g u_g + \alpha_l u_l) + u_\infty, \quad (5)$$

где  $C_0$  — параметр распределения;  $u_\infty$  — скорость всплытия одиночного пузырька в неподвижной жидкости.

Теплообмен с окружающей средой описывается соотношением для коэффициента теплоотдачи в круглой трубе [15]

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,33}. \quad (6)$$

Межфазный теплообмен определяется из представления о термическом сопротивлении [16] на межфазной поверхности:

$$a_{l-g} = \frac{a_{g-i} a_{l-i}}{a_{g-i} + a_{l-i}}, \quad (7)$$

где  $a_{g-i}$ ,  $a_{l-i}$  — коэффициенты теплоотдачи от газа к межфазной поверхности и от жидкости к межфазной поверхности, определяемые с помощью следующих чисел Нуссельта [17]:

$$\text{Nu}_{l-i} = 2 + 0,74 \text{Re}_{l-i}^{1/2} \text{Pr}_l^{1/3}; \quad (8)$$

$$\text{Nu}_{g-i} = 16. \quad (9)$$

Выражение (8) основано на экспериментальных данных об обтекании потоком одиночной сферы, соотношение (9) представляет собой осредненное значение числа Нуссельта, полученного из точного решения нестационарной задачи о теплопроводности шара.

Граничные и начальные условия задаются в виде

$$\alpha_g|_{z=0} = \alpha_g^{in}, \quad u_l|_{z=0} = u_l^{in}, \quad P|_{z=L} = P^{out}, \quad T_l|_{z=0} = T_l^{in}, \quad T_g|_{z=0} = T_g^{in}; \quad (10)$$

$$\alpha_G|_{t=0} = 0, \quad T_l|_{t=0} = T_l^{in} - \Gamma z, \quad T_g|_{t=0} = T_g^{in} - \Gamma z. \quad (11)$$

Здесь индексы *in*, *out* соответствуют величинам на входе в расчетную область и выходе из нее;  $\Gamma$  — градиент температуры, присутствующий в начальном распределении.

Система уравнений (1)–(9) с граничными и начальными условиями (10), (11) решается численно в два этапа на каждом шаге по времени. Сначала рассчитываются поля давления, объемной доли и скоростей фаз, затем — температуры каждой фазы. Для аппроксимации уравнений на расчетную сетку, разнесенную по давлению и скоростям, используется неявная конечно-разностная схема, основанная на методе контрольного объема [18]. Полученная система линейных уравнений решается с использованием обобщенного алгоритма Томаса [19].

Для обоснования целесообразности использования двухтемпературной модели оценим расстояние от перфорированного участка, на котором температуры фаз выравниваются. Из уравнения теплопроводности нетрудно определить характерное время, за которое температура пузырьков газа достигает температуры несущей фазы (нефти или воды)  $d^2/k_g$ , где  $d$  — характерный размер пузырька газа;  $k_g = \lambda_g/(c_g \rho_g)$  — температуропроводность газа. Принимая температуру и давление в пласте равными 50 °С и 1 МПа соответственно, из [20] определяем свойства газа (метана):  $\rho_G \approx 11$  кг/м<sup>3</sup>,  $\lambda_G = 0,039$  Дж/(с·м·К),  $c_G = 2360$  Дж/(кг·К). Далее, принимая размер пузырьков газа равным  $d = 0,01$  м, получаем характерное время выравнивания температуры дисперсной фазы 36,7 с. В предположении, что средняя скорость движения пузырьков равна 0,2 м/с (при условии, что жидкость является неподвижной), характерное расстояние, на котором температуры несущей и дисперсной фаз выравниваются, составляет 7,4 м. Поскольку при термометрии скважин анализируются области, расположенные на расстоянии десятков метров от перфорированного участка, представляет интерес использование двухтемпературной модели.

Далее приводятся результаты расчетов температурного поля для двухфазного потока в стволе скважины. В расчетах использовались следующие параметры: плотность жидкости  $\rho_l = 800$  кг/м<sup>3</sup>, теплоемкость жидкости  $c_l = 1880$  Дж/(кг·К), теплоемкость газа  $c_g = 2340$  Дж/(кг·К), теплопроводность жидкости  $\lambda_l = 0,2$  Вт/(м·К), теплопроводность газа  $\lambda_g = 0,0385$  Вт/(м·К), объемная доля газа на входе  $\alpha_g = 0,2$ , скорость жидкости на входе  $u_l = 0,1$  м/с, давление на выходе  $P = 10^6$  Па, диаметр скважины  $2R = 0,126$  м.

На рис. 1 приведены распределения объемной доли газовой фазы, температуры газовой и жидкой фаз по длине скважины в различные моменты времени. Стационарное решение приведено на рис. 2. Видно, что температура жидкой фазы уменьшается вследствие теплообмена с газовой фазой на расстоянии 10–20 м от участка притока. С течением времени теплообменные процессы приводят к выравниванию температур фаз. Однако на начальном участке (в пределах 10 м для выбранной скорости жидкой фазы, что соответствует дебиту 100 м<sup>3</sup>/сут) температуры газовой и жидкой фаз не выравниваются даже при

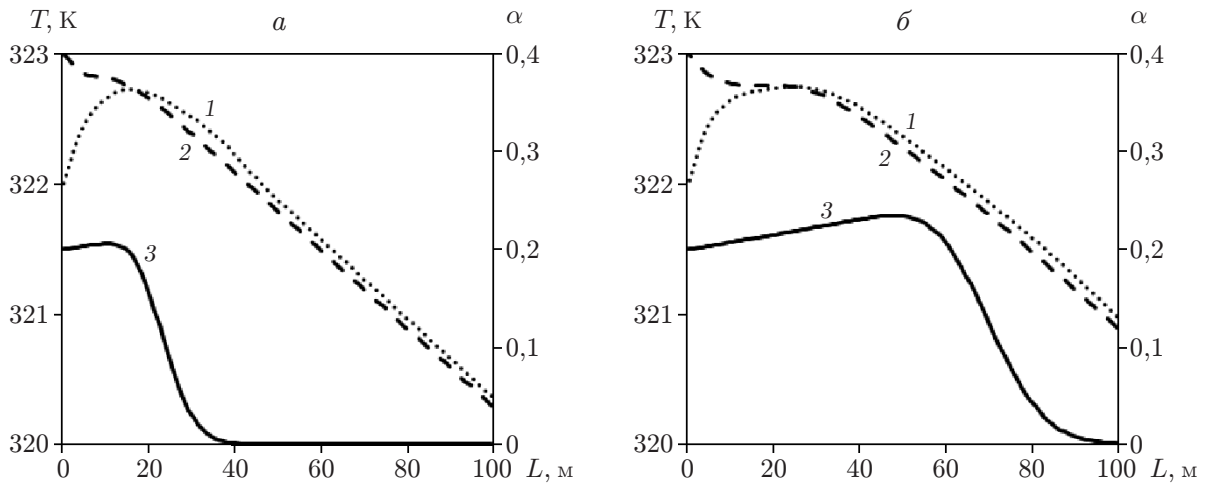


Рис. 1. Распределения температуры газовой (1) и жидкой (2) фаз и объемной доли газа (3) по длине скважины в различные моменты времени:

*a* —  $t = 60$  с, *б* —  $t = 180$  с

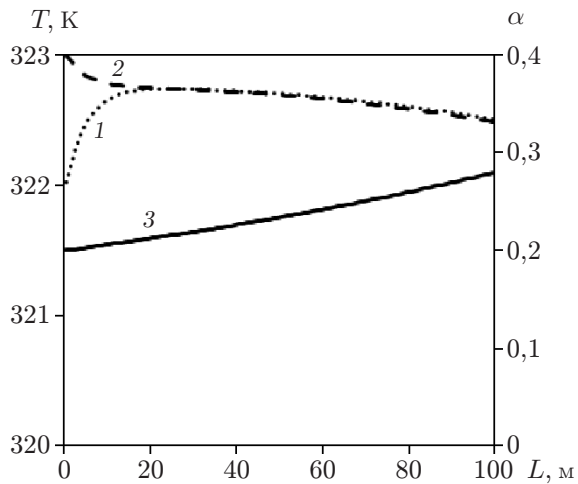


Рис. 2

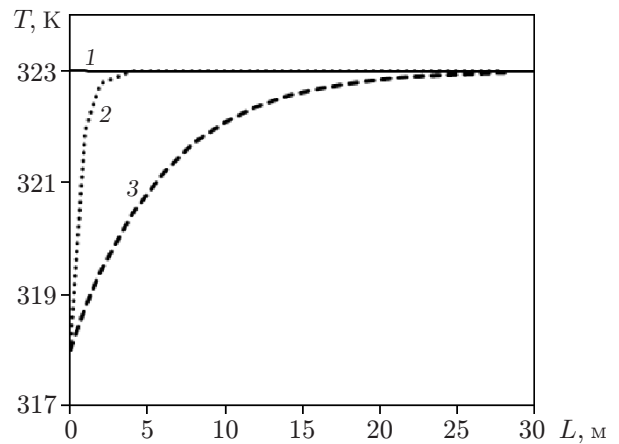


Рис. 3

Рис. 2. Распределения установившейся температуры газовой (1) и жидкой (2) фаз и объемной доли газа (3) по длине скважины

Рис. 3. Распределения установившейся температуры жидкой (1) и газовой (2, 3) фаз по длине скважины для пузырькового режима течения с различными средними радиусами пузырька:

2 —  $d = 3$  мм, 3 —  $d = 10$  мм

длительной работе скважины (см. рис. 2). В зависимости от размера включений дисперсной фазы (рис. 3) различие температур фаз может сохраняться на расстоянии нескольких десятков метров от участка притока (в данной работе — на расстоянии 20 м).

Многофазные течения, в частности дисперсное течение, реализуются в скважинах, эксплуатирующих нефтегазоводонасыщенные пласты. При интерпретации данных термометрических исследований в таких скважинах необходимо учитывать особенности режима течения многофазного потока и распределения температуры по стволу скважины. Полученные результаты свидетельствуют о важности правильной оценки режима течения и размеров включений дисперсной фазы в скважине, так как они оказывают существенное влияние на температурное поле фаз.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Russel T. W. F., Charles M. E.** The effect of the less viscous liquid in the laminar flow of two immiscible liquids // *Canad. J. Chem. Engng.* 1959. V. 37. P. 18–24.
2. **Charles M. E., Lilleleht L. U.** Correlation of pressure gradients for the stratified laminar-turbulent pipe flow of two immiscible liquids // *Canad. J. Chem. Engng.* 1966. V. 47. P. 217–224.
3. **Wang C. C.** Co-current stratified flow of immiscible liquids: velocity distributions and pressure gradients in laminar-laminar and laminar-turbulent regimes // *Canad. J. Chem. Engng.* 1981. V. 59. P. 668–676.
4. **Brauner N., Moalem Maron D.** Two-phase liquid-liquid stratified flow // *Phys. Thermal Hydrodynamics.* 1989. V. 11, N 4. P. 487–506.
5. **Guzhov A. I., Grishin A. P., Medvedev V. F., Medvedeva O. P.** Emulsion formation during the flow of two immiscible liquids in a pipe // *Neft Khoz.* 1973. N 8. P. 58–61.
6. **Barnea D., Taitel Y.** Structural and interfacial stability of multiple solutions for stratified flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1992. V. 18, N 6. P. 821–830.
7. **Barnea D., Taitel Y.** Kelvin — Helmholtz stability criteria for stratified flow: viscous versus non-viscous (inviscid) approaches // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1993. V. 19, N 4. P. 639–649.
8. **Mukerjee H. K., Brill J. P., Beggs H. D.** Experimental study of oil-water flow in inclined pipes // *Trans. ASME.* 1981. V. 103. P. 56–66.
9. **Vigneaux P., Chenais P., Hulin J. P.** Liquid-liquid flows in an inclined pipe // *AIChE J.* 1988. V. 34, N 5. P. 781–789.
10. **Arirachakaran S., Oglesby K. D., Shoham O., Brill J. P.** An analysis of oil-water flow phenomena in horizontal pipes // *Proc. of the SPE Prod. operat. symp., Oklahoma City, Mar. 13–14, 1989. Oklahoma: Soc. of petroleum engrs, 1989. SPE 18836. P. 155–167.*
11. **Nadler M., Mewes D.** Flow induced emulsification in the flow of two immiscible liquids in horizontal pipes // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1997. V. 23, N 1. P. 55–68.
12. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред: В 2 т. М.: Наука, 1987.
13. **Уразаков К. Р., Молчанов В. А., Топольников А. С.** Математическая модель штанговой установки с эжектором для откачки газа из затрубного пространства // *Интервал.* 2007. № 6. С. 54–60.
14. **Уоллис Г.** Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972.
15. **Shoham O.** Mechanistic modeling of gas-liquid two-phase flow in pipes. Richardson: Soc. of petroleum engrs, 2006.
16. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
17. **Кузнецов Ю. Н.** Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1989.

18. **Патанкар С.** Численное решение задач теплопроводности и конвективного теплообмена при течении в каналах. М.: Моск. энерг. ин-т, 2003.
19. **Флетчер К.** Вычислительные методы в динамике жидкостей: В 2 т. М.: Мир, 1991.
20. **Физические** величины: Справ. / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

*Поступила в редакцию 23/V 2012 г.,  
в окончательном варианте — 19/III 2014 г.*

---