

К ВОПРОСУ РАСЧЕТА КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛОГО ПОТОКА ПРИ КИПЕНИИ СМЕСЕЙ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

Ш. А. Гайдаров

(Махачкала)

В статье на основе гидродинамической теории кризиса кипения жидкостей получено уравнение, позволяющее рассчитать величину критического теплового потока при кипении бинарных смесей в большом объеме в условиях естественной конвекции.

Полученная зависимость удовлетворительно описывает опытные данные по кризису кипения смесей этанол — вода и метанол — вода.

Согласно гидродинамической теории кризиса кипения жидкостей в большом объеме [1], величина критерия устойчивости определяется выражением

$$(1) \quad K = \frac{W_{кр}}{\sqrt{\frac{q}{\gamma''} \left(1 + \frac{\gamma''}{\gamma'}\right)^{1/4}} \sqrt{\sigma(\gamma' - \gamma'')}},$$

где $W_{кр} = \frac{q_{кр}}{r\gamma''}$ — средняя скорость парообразования при возникновении пленочного кипения.

Для случая кризиса кипения смесей величина $W_{кр}$ зависит от состава смеси. Действительно, как показывают экспериментальные и теоретические исследования [2-5], скорость роста пузырьков в смесях меньше, чем в однокомпонентных жидкостях. В связи с этим, надо полагать, что величина $W_{кр}$ для смесей тоже должна быть меньше, чем для составляющих компонент бинарной системы.

По результатам работы [5] скорость роста пузырьков при кипении бинарных смесей на поверхности нагрева определяется уравнением

$$(2) \quad \dot{R} = \frac{\Delta T}{\gamma'' r \psi(\theta)} \sqrt{\frac{c_p \gamma' \lambda}{\alpha}} [1 - \Phi(x)] \tau^{-1/2},$$

$$\text{где } \Phi(x) = \frac{2r}{c_p \Delta T} \sqrt{\frac{D}{a}} \frac{x_2 - x_1}{x_2}.$$

Из этого выражения видно, что радиус пузырька зависит как от физических свойств пара и жидкости, так и от состава смеси x_2 и x_1 .

При $x_2 = x_1$ $\Phi(x) = 0$ и уравнение (2) переходит в зависимость \dot{R} от τ для однокомпонентной жидкости.

Таким образом, безразмерный параметр $[1 - \Phi(x)]$ в (2) учитывает меру влияния состава и процесса диффузии на скорость роста пузырька в смеси. Исходя из изложенного выше, принимается, что влияние состава на среднюю скорость парообразования при кризисе кипения смесей учитывается этим же параметром, т. е. мы можем написать

$$W_{кр} \approx \frac{q_{кр}}{r\gamma''} [1 - \Phi(x)].$$

В дальнейшем для определения $q_{кр}$ при кипении смесей необходимо знать величину $\Phi(x)$. Можно видеть, что в $\Phi(x)$ входят три безразмерных комплекса: $K_s = \frac{r}{c_p \Delta T}$, $K_D = \frac{D}{a}$ и $K_x = \frac{x_2 - x_1}{x_2}$, где K_s — критерий фазового превращения; K_D — диффузионный критерий Люиса, а K_x — концентрационный критерий. Для практических расчетов видоизменим K_s и K_x .

Согласно [6], когда температурный напор $\Delta T = T_w - T_s$ не известен, в критерий фазового превращения K_s вместо ΔT следует вводить величину температуры насыщения T_s .

В критерии K_x заменим x_1 и x_2 через x' и x'' соответственно, являющимися концентрациями жидкости и пара для равновесного состояния.

После этих допущений уравнение (1) перепишется в виде

$$(3) \quad q_{кр} = Kr \sqrt{g\gamma'' \left(1 + \frac{\gamma''}{\gamma'}\right)^4 \sqrt{\sigma(\gamma' - \gamma'')}} \left[1 - \frac{2r}{c_p T_s} \sqrt{\frac{D}{a} \frac{x'' - x'}{x''}}\right]^{-1}.$$

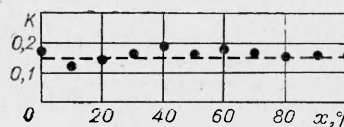
При $x'' = x'$ это уравнение переходит в зависимость для расчета для однокомпонентной жидкости. Это же имеет место и для точки азеотропа, где состав пара и жидкости является одинаковым.

Для проверки уравнения (3) нами были использованы экспериментальные данные по критическим тепловым потокам для смесей этанол — вода и метанол — вода, полученные соответственно авторами [7, 8] на горизонтальных плоских нагревателях.

На фиг. 1, 2 соответственно представлены данные для смесей метанол — вода и этанол — вода, обработанные по зависимости (3). На этих фигурах по оси ординат отложена величина критерия устойчивости K , а по оси абсцисс — соответствующая концентрация смесей в объемных долях.



Фиг. 1



Фиг. 2

Как видно из фиг. 1, 2 требуемое теорией постоянство K проявляется достаточно отчетливо и для случая кризиса кипения смесей. Среднее значение $K = 0,15$, которому соответствует штриховая линия на фиг. 1, 2, находится в хорошем согласии с теоретической величиной $K = 0,147$, вычисленной для кризиса кипения на плоских горизонтальных нагревателях [9]. Некоторые расхождения в абсолютных значениях K от среднего для различных концентраций смеси, по-видимому, объясняются допущениями, принятыми при вычислении критерия $\Phi(x)$.

Поступила 21 X 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.—Л., Машигиз, 1962.
2. Van Stralen S. J. O. Bubble growth rates in boiling binary mixtures.— «British. Chem. Engng», 1967, vol. 12, N 3, p. 390—394.
3. Szűcs L. E. On the dynamics of Phase growth.— «Chem. Engng Sci.», 1959, vol. 10, p. 1—13.

4. Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Кривешико А. А. Теплообмен при кипении бинарных смесей. Тепло- и массоперенос. Т. 2. Минск, 1968, с. 211—218.
5. Гайдаров Ш. А. Рост пузырьков на поверхности нагрева при кипении смесей жидкостей. Тепло- и массообмен в химической технологии. Казань, 1973, вып. 1, с. 74—77.
6. Глухман А. А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена. М., 1967.
7. Кутателадзе С. С. и др. Некоторые проблемы гидродинамической теории теплообмена при кипении. — «Труды ЦКТИ. Котлотурбостроение». Л., 1965, вып. 58, с. 1—14.
8. Чернобыльский И. Н., Павлицев М. Н. Исследование кризиса кипения растворов. — «Труды ЦКТИ. Котлотурбостроение». Л., 1965, вып. 58, с. 29—32.
9. Линард, Дир. Гидродинамический расчет максимального теплового потока при кипении в большом объеме на нагревателях конечных размеров. Теплопередача. — «Труды Америк. о-ва инженеров-механиков. Сер. С.», 1973, т. 95, № 2.

УДК 532.516:532.526;536.24

ОБТЕКАНИЕ И ТЕПЛОМАССООБМЕН СФЕРЫ СО ВДУВОМ ПРИ СРЕДНИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

М. В. Башкатов, С. И. Шабанов

(Новосибирск)

Проведено численное решение уравнений Навье — Стокса и тепломассообмена для сферы с равномерным вдувом на поверхности в области чисел Рейнольдса до 20. В обеих задачах предложен метод уточнения граничных условий вдали от сферы. При решении гидродинамической задачи использована разностная схема других авторов, а для тепловой — разработана явная разностная схема со вторым порядком аппроксимации.

Показано, что вдув уменьшает аэродинамическое сопротивление сферы и градиенты температур или концентраций у ее поверхности, т. е. интенсивность тепло- и массообмена.

В работах [1, 2] методом сращивания асимптотических разложений были получены аналитические решения задач об обтекании и тепломассообмене сферы с равномерным вдувом на поверхности при числах Рейнольдса и Пекле меньше единицы.

Данная работа преследует цель — получить решения тех же задач, но численными методами и при значениях критерия Re^* до 20, что представляет интерес для некоторых скоростных процессов, например для плазмохимической переработки распыленных материалов (здесь $Re^* = 2aU_\infty \nu^{-1}$; a — радиус сферы; U_∞ — скорость набегающего потока; ν — коэффициент кинематической вязкости).

Считается, что вдуваемый газ имеет те же константы, что и набегающий газовый поток, и в окрестностях сферы не происходит химических или фазовых превращений. Влияние неизотермичности предполагается малым, поэтому допустимо независимое решение сначала гидродинамической задачи при изотермическом обтекании, а затем — тепловой.

Задача обтекания сводится к решению уравнений Навье — Стокса и сплошности, которые в безразмерном виде через функцию тока ψ и