

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. Н. Сеницын, О вскипании перегретых жидкостей
в стеклянных капиллярах, *ТВТ*, 1984, том 22, вы-
пуск 2, 400–402

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru
подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским согла-
шением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.238.202.29

10 ноября 2024 г., 19:05:02



чистоты исследуемого металла. В данной работе не проводилась дополнительная очистка образцов. Оценка суммарного влияния примесей, сделанная на основе диаграмм состояния бинарных систем бария, позволяет считать температуру плавления чистого бария равной 1000 ± 5 К.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10.V.1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Шпильрайн Э. Э., Каган Д. Н., Ульянов С. Н. ТВТ, 1981, т. 19, № 5, с. 1040.
2. Шпильрайн Э. Э., Каган Д. Н., Ульянов С. Н. ТВТ, 1980, т. 18, № 6, с. 1184.
3. Guntz A. Ann. Chem. Phys., 1909, v. 4, N 8, p. 5.
4. Weibke F. Z. Anorg. Chem., 1930, B. 193, N 3, S. 297.
5. Hartmann H., May G. Z. Anorg. und Allgem. Chemie, 1930, B. 185, N 2, S. 167.
6. Rinck E. Ann. Chem., 1932, ser. 10, v. 18, p. 455.
7. Hoffmann F., Schulze A. Z. Metallkunde, 1935, B. 27, N 7, S. 155.
8. Jauch R. Diplomarbeit. Techn. Hochschule, Stuttgart, 1946.
9. Keller D. V., Kanda F. A., King A. J. J. Phys. Chem., 1958, v. 62, N 6, p. 732.
10. Peterson D. T., Hinkebein J. A. J. Phys. Chem., 1959, v. 63, N 9, p. 1360.
11. Peterson D. T., Indig M. J. Amer. Chem. Soc., 1960, v. 82, N 19, p. 5645.
12. Miller E., Komarek K., Cadeff I. Trans. Metal. Soc. AIME, 1960, v. 218, N 6, p. 978.
13. Dworkin A. S., Bredig M. A. J. Phys. Chem., 1971, v. 75, N 15, p. 2340.

УДК 536.423

О ВСКИПАНИИ ПЕРЕГРЕТЫХ ЖИДКОСТЕЙ В СТЕКЛЯННЫХ КАПИЛЛЯРАХ

Синицын Е. Н.

Важное методическое значение при интерпретации опытов по вскипанию перегретых жидкостей и сравнении их с теорией имеет выяснение роли различных облегчающих вскипание факторов и, в частности, влияния стенок экспериментальных ячеек.

Классическая теория гомогенной и гетерогенной нуклеации [1-3] дает для частоты зародышеобразования в объеме перегретой жидкости J ($\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и на гладкой твердой поверхности J' ($\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) следующие выражения:

$$J = NB \exp[-G], \quad (1)$$

$$J' = N^{2/3} B' \exp[-\psi(\theta)G]. \quad (2)$$

Здесь N — числовая плотность жидкости; B и B' — кинетические коэффициенты, учитывающие динамику роста пузырька вблизи критического размера; $G = W_s/kT$ — число Гиббса [2]; W_s — работа образования критического пузырька пара в объеме перегретой жидкости; $\psi(\theta) = 1/4(1 + \cos \theta)^2(2 - \cos \theta)$ — поправочный множитель к величине W_s , учитывающий уменьшение работы образования пузырька на твердой поверхности за счет ослабления адгезии; θ — равновесный краевой угол смачивания.

При изменении θ от 0 до π функция $\psi(\theta)$ уменьшается от 1 до 0, а отношение $B'/B = (1 + \cos \theta)/2\sqrt{\psi(\theta)}$ [3] уменьшается монотонно от 1 до 0,577.

При $\theta = 0$ и замене $N^{2/3}$ на N выражение (2) переходит в (1). Формальное сравнение вклада J и J' в эффективную частоту $J_{\text{эф}} = J + J'$ приводит к выводу о том, что гетерогенное зародышеобразование играет определяющую роль только при краевых углах $\theta > 58^\circ$ [4] ($\theta > 65^\circ$ по оценке [3]). По-видимому, здесь кроется причина недооценки влияния стенок при анализе опытов по перегреву жидкостей в ячейках из плавленного стекла. В частности, это приводит к попытке корректировки гиббсовского выражения для работы образования критического пузырька W_s с целью объяснения систематического «недогрева» жидкостей (1-1,5 К) в стеклянных капиллярах до значений, предсказываемых теорией гомогенной нуклеации [5-8].

В опытах по измерению среднего времени жизни $\bar{\tau}$ перегретых жидкостей в стеклянных капиллярах методом чистой пузырьковой камеры [9] удается проследить зависимости $\bar{\tau}(T)_p$ и $\bar{\tau}(p)_T$ в непосредственной близости к теоретической границе спонтанного вскипания [2, 10]. В этой области экспериментальные данные с хорошей точностью аппроксимируются уравнениями вида

$$\bar{\tau} = A \exp[\eta G] \quad (3)$$

или при переходе к фиксируемой на опыте частоте зародышеобразования J с помощью соотношения $J\bar{\tau} = 1$ [2] (V — объем перегретой жидкости) имеем

$$J = C \exp[-\eta G], \quad (4)$$

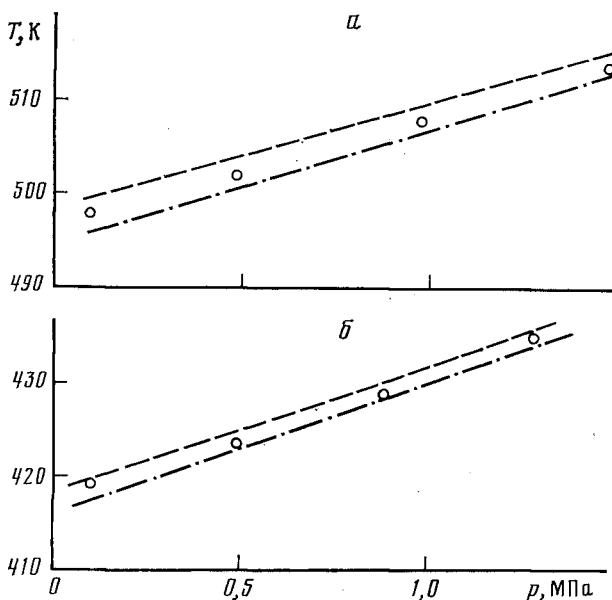
где A , C и η — эмпирические коэффициенты.

Близость параметра η к единице обычно выдвигается в качестве аргумента в пользу того, что наблюдаемое вскипание имеет гомогенную природу [2, 4, 6].

Однако при внимательном анализе многочисленных экспериментальных данных [2, 4, 11] оказывается, что η систематически меньше единицы и составляет $\sim 0,5-0,8$.

Налицо явное отклонение полуэмпирической зависимости (4) от теоретической (1) и совпадение ее по форме с (2). Интересно посмотреть, к чему приведет допущение $\eta = \psi(\theta_{эф})$, предполагающее, что на опыте наблюдается гетерогенное зародышеобразование с эффективной величиной краевого угла $\theta_{эф}$.

В качестве типичного примера рассмотрим с этой точки зрения результаты опытов по перегреву *n*-пентана и бензола в чистой пузырьковой камере [2, 4]. Жидкости перегревались в термостатируемых стеклянных капиллярах путем понижения давления $p > p_*$ до заданной величины. Внутренний диаметр капилляра $d \approx 0,1$ см, длина его термостатируемой части $l = 4,0$ см, объем перегретой жидкости $V \approx 0,03$ см, площадь контакта перегретой жидкости со стеклом $S = 1,2$ см².



Достижимый перегрев бензола (а) и *n*-пентана (б) при $\bar{\tau} = 0,3$ с, $V = 0,03$ см³, $S = 1,2$ см². Точки — эксперимент, пунктир — расчет по (1), штрихпунктир — расчет по (2)

Для обеих жидкостей прослежены зависимости $\bar{\tau}(T)_p$ при четырех различных давлениях. Усредненные по четырем изобарам значения $\bar{\eta} = \bar{\psi}(\theta)$ и соответствующие им $\theta_{эф}$ составили 0,65 (78°) (*n*-пентан) и 0,59 (83°) (бензол).

С учетом найденных таким образом значений $\psi(\theta_{эф})$ рассчитывались по (2) частоты гетерогенного зародышеобразования и соответствующие им времена ожидания вскипания $\bar{\tau}$. При этом использовалось соотношение $J^* S \bar{\tau} = 1$.

На рисунке приведены опытные значения температур достижимых перегревов T_n , соответствующие $\bar{\tau} = 0,3$ с, и результаты расчета T_n с использованием формул (1) и (2). Видно, что расчет по (1) дает завышенные, а расчет по (2) — заниженные по сравнению с экспериментом значения T_n , хотя по абсолютной величине эти отклонения вполне сопоставимы.

Заметим, что введением в (2) множителя порядка $10^{-2}-10^{-3}$ можно добиться более полного согласования расчета с опытом. По-видимому, это указывает на то, что в зародышеобразовании эффективно участвует только соответствующая малая часть поверхности. Действительно, реальная твердая поверхность в масштабе размеров критического зародыша ($r_* \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см) не является ни гладкой, ни однородной по своим физико-химическим свойствам. На ней имеются «слабые» места с пониженной адгезией, и зародышевые пузырьки возникают путем тепловых флуктуаций преимущественно в таких местах стенок [12].

Отметим следующее обстоятельство. Органические жидкости (в том числе *n*-пентан и бензол) хорошо смачивают стекло и угол θ близок к 0 [13]. В то же время найденные из опыта по описанной выше схеме эффективные краевые углы зародышевых пузырьков на стенке $\theta_{эф}$ значительно превышают θ . Это ставит под сомнение принятое в теории допущение о применимости к таким малым объектам, как зародыши, макроскопических значений равновесных краевых углов θ без учета микронеоднородности поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Volmer M. Kinetik der Phasenbildung, Dresden — Leipzig, 1939, 220 S.
2. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972, 312 с.
3. Blander M., Katz J. L. AIChE J., 1975, v. 21, N 5, p. 833.
4. Силицын Е. Н., Скрипов В. П. ЖФХ, 1968, т. 42, № 4, с. 844.
5. Байдаков В. Г., Каверин А. М. ТВТ, 1981, т. 19, № 2, с. 321.
6. Байдаков В. Г., Скрипов В. П., Каверин А. М., Хвостов К. В. ДАН СССР, 1981, т. 260, № 4, с. 858.
7. Байдаков В. Г., Скрипов В. П. ЖФХ, 1982, т. 56, № 4, с. 818.
8. Байдаков В. Г., Скрипов В. П. ЖФХ, 1982, т. 56, № 5, с. 1234.
9. Силицын Е. Н., Скрипов В. П. ПТЭ, 1966, № 6, с. 178.
10. Скрипов В. П., Силицын Е. Н., Павлов П. А. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. М.: Атомиздат, 1980, 208 с.
11. Каверин А. М., Байдаков В. Г., Скрипов В. П. ИФЖ, 1980, т. 38, № 4, с. 680.
12. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.: Наука, 1975, 592 с.
13. Адам Н. К. Физика и химия поверхностей. М.—Л.: Гостехиздат, 1947.

УДК 621.323:527.23

ПРИМЕНЕНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА БУБНОВА — ГАЛЕРКИНА
К РЕШЕНИЮ ОДНОГО КЛАССА НЕЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Богаенко И. Н., Бойчук М. В.

Многие важные технические приложения связаны с решением многомерных задач теплопроводности с теплофизическими параметрами, зависящими от пространственной переменной $x=(x_1, x_2, x_3)$ и температуры. В частности, к такому классу задач относятся нелинейные задачи теплопроводности в кусочно-однородных средах.

Пусть нестационарное температурное поле удовлетворяет уравнению теплопроводности

$$c(x, T) \rho(x, T) \frac{\partial T}{\partial \tau} = \text{div}[\lambda(x, T) \text{grad } T] + q(x, T) \quad (1)$$

с начальным

$$T = T_0, \quad \tau = 0 \quad (2)$$

и граничным условием 3-го рода

$$-\lambda(x, T) \frac{\partial T}{\partial \nu} = \alpha(x, T) (T - T_{\text{ср}}), \quad x \in \partial G, \quad (3)$$

где $c(x, T)$ — теплоемкость; $\rho(x, T)$ — плотность; $\lambda(x, T)$, $a(x, T)$ и $\alpha(x, T)$ — коэффициенты теплопроводности, температуропроводности и теплообмена соответственно; T_0 — начальная температура; $T_{\text{ср}}$ — температура окружающей среды; ν — внеш-

няя нормаль к поверхности ∂G области G ; $\text{div} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j}$; $\text{grad} = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial}{\partial x_3} \right)$.

Уравнение теплопроводности (1) всегда можно записать в виде

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \text{div}[a(x, T) \text{grad } T] + \tilde{q}(x, T, \text{grad } T), \quad (4)$$

где функция $\tilde{q}(x, T, \text{grad } T)$ содержит первые производные от T по компонентам x_i переменной x .

Решение задачи (2) — (4) ищем в виде

$$T(\tau, x) = \theta(\tau, x) + \psi(\tau, x, T, \text{grad } T). \quad (5)$$

Функция $\theta(\tau, x)$ является решением следующей краевой задачи:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= \text{div}[a(x, T) \text{grad}(\theta + \psi)] + \tilde{q}(x, T) - D_\tau \psi(\tau, x, T, \text{grad } T); & \theta &= T_0, \quad \tau = 0, \\ -\lambda(x_0, T_0) \partial \theta / \partial \nu &= \alpha(x_0, T_0) \theta, & x &\in \partial G, \end{aligned} \quad (6)$$

где $T_0, x_0 \in G$ — фиксированные точки температуры и пространственной переменной, Функция $\psi(\tau, x, T, \text{grad } T)$ удовлетворяет условиям

$$\psi(\tau, x, T, \text{grad } T) = 0, \quad \tau = 0, \quad (7)$$

$$-\lambda(x_0, T_0) \partial \psi / \partial \nu = \alpha(x_0, T_0) \psi + [\lambda(x, T) - \lambda(x_0, T_0)] \partial T / \partial \nu + [\alpha(x, T) - \alpha(x_0, T_0)] T, \quad x \in \partial G,$$