



# РОСТ ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА ПРИ ВЫСОКОМ ЗНАЧЕНИИ ПЕРЕГРЕВА<sup>1</sup>

*С. П. Актершев, В. В. Овчинников*

Институт Теплофизики имени С.С. Кутателадзе, СО РАН, Новосибирск

**Аннотация.** В работе выполнено численное моделирование роста парового пузырька в неоднородно перегретой жидкости и исследовано влияние неоднородности температуры на динамику пузырька. Проведено сопоставление расчетов с опытными данными для парового пузырька, растущего на цилиндрическом нагревателе. При высоких перегревах результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными на начальной стадии роста парового пузырька. В присутствии фронтов испарения измеренные значения радиуса пузырька превышают расчетные. Это превышение можно объяснить притоком пара к пузырьку со стороны фронта испарения.

**Ключевые слова:** паровой пузырек, неоднородный перегрев, численное моделирование, цилиндрический нагреватель, фронт испарения

---

## 1 Введение

Задача о росте парового пузырька в сильно перегретой жидкости имеет большое значение как в теоретическом плане, так и для практики, в частности, для расчета кризисов теплообмена. Тепловая схема [1, 2] роста пузырька в однородно перегретой жидкости основана на предположении, что в течение всего процесса давление в пузырьке и в жидкости одинаково, а скорость роста парового пузырька контролируется тепловым потоком на поверхности пузырька. Эта модель применима в предельном случае, когда критерий  $N = c_{pl}\Delta T_{\text{sup}}/L \ll 1$ . В [3–5] тепловая схема преобразована в

---

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06–08–01501)

инерционно-тепловую схему, которая применима для более широкого диапазона значений критерия  $N$ . При  $N \leq 0,2$  результаты расчетов роста пузырька по инерционно-тепловой схеме [3, 4] и численного моделирования [6] хорошо согласуются между собой и с экспериментальными данными [7–9]. Иная ситуация имеет место в экспериментах [10–14] по взрывному вскипанию капель предельно перегретой жидкости, в которых достигались значения  $N \approx 1$ . Инерционно-тепловая схема хорошо согласуется с опытными данными [10] для н-октана, но существенно хуже согласуется с результатами опытов [11–14] для бутана и изопентана. Численное моделирование [15] показало, что для н-октана время, в течение которого поддерживается существенный перепад давления между жидкостью и паром, составляет менее  $10^{-6}$  с, а для бутана и изопентана порядка  $10^{-4}$  с. Таким образом, высокие значения скорости роста пузырька в экспериментах [11–14] можно объяснить длительной динамической стадией. Кроме того, при высоких значениях перегрева ( $N \approx 1$ ) становится существенной зависимость теплофизических свойств жидкости от температуры, поэтому необходимо использовать численное моделирование.

## 2 Математическая модель

Паровой пузырек считаем сферой радиусом  $R(t)$ . Жидкость, окружающую пузырек, считаем идеальной, течение — сферически симметричным и потенциальным с полем скорости  $u(r, t) = u_f (R/r)^2$ . Для пара используется модель однородного равновесного парового пузырька [16]. Предполагается, что паровой зародыш, имеющий термодинамический критический размер, сформировался в соответствии с теорией гомогенной нуклеации в результате локальной флуктуации в сильно перегретой жидкости с температурой  $T_0 + \Delta T_{\text{sup}}$ . Здесь  $T_0$  — температура насыщения;  $\Delta T_{\text{sup}}$  — локальный перегрев. В начальный момент жидкость неподвижна, разность давлений между паром и жидкостью компенсируется поверхностным натяжением. Рост пузырькового зародыша начинается в результате малого возмущения радиуса пузырька. Расчеты [15] показали, что кривые  $R(t)$  для различных возмущений различаются только в течение очень короткого начального периода разгона жидкости (порядка  $10^{-8}$  с), когда размер пузырька не превышает  $10^{-7} \div 10^{-6}$  м; в дальнейшем система «забывает» начальное состояние. В начальный момент распределение температуры жидкости полагаем сферически симметричным и зададим в виде:

$$T_l(r, 0) = T_\infty + (T_0 + \Delta T_{\text{sup}} - T_\infty) \exp(-r/l),$$

где  $l$  — характерная толщина перегретого слоя, окружающего пузырек. Динамика пузырька описывается системой, состоящей из обыкновенных

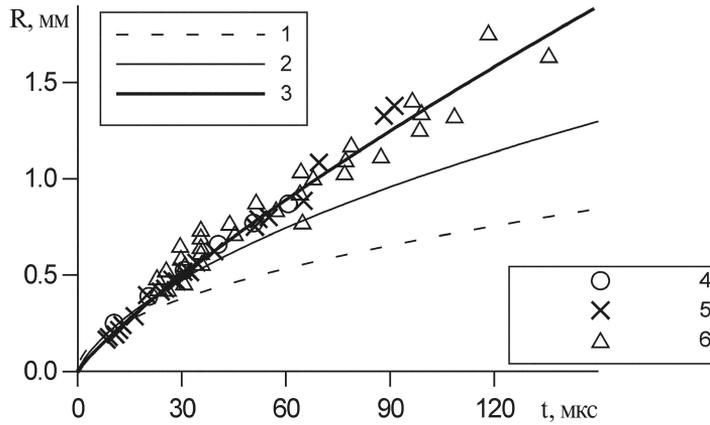


Рис. 1. Расчетные зависимости  $R(t)$  1 — [1], 2 — [5], 3 — настоящая работа; опытные данные 4 — [11], 5 — [12], 6 — [13]. Бутан, давление  $10^5$  Па, предельный перегрев  $\Delta T_{\text{sup}} = 100.5$  К

дифференциальных уравнений для радиуса пузырька, скорости межфазной поверхности, температуры пара, а также уравнения теплопереноса в жидкости. Система уравнений и метод решения подробно описаны в [15].

### 3 Результаты расчетов

На Рис. 1 приведены результаты расчета  $R(t)$  в сравнении с результатами экспериментов [11–13] по взрывному вскипанию капель бутана. Там же приведены расчеты по формуле Плессета-Цвика [1] и по инерционно-тепловой схеме [5]. Рост пузырька до размера  $10^{-3}$  м происходит уже на динамической стадии. Формула Плессета-Цвика дает существенно меньшие значения радиуса пузырька, чем наблюдаемые в экспериментах. Инерционно-тепловая схема при  $t < 5 \cdot 10^{-5}$  с неплохо согласуется с опытными данными, а при  $t > 8 \cdot 10^{-5}$  с дает несколько заниженные значения. На Рис. 2 показаны расчетные зависимости  $R(t)$  для ацетона при различных значениях толщины перегретого слоя. Вследствие неоднородности температуры жидкости скорость роста пузырька уменьшается быстрее, чем для однородного перегрева. В случае недогрева жидкости относительно температуры насыщения после испарения перегретого слоя радиус пузырька уменьшается. Было сделано сопоставление расчетов с экспериментальными данными [17] для пузырька, растущего на цилиндрическом нагревателе. Хотя в данных условиях распределение температуры жидкости вблизи пузырька не имеет сферической симметрии, такое сопоставление может быть полезным для оценки основных факторов, определяющих динамику пузырька. Для условий экспериментов [17, 18] оценка дает толщину

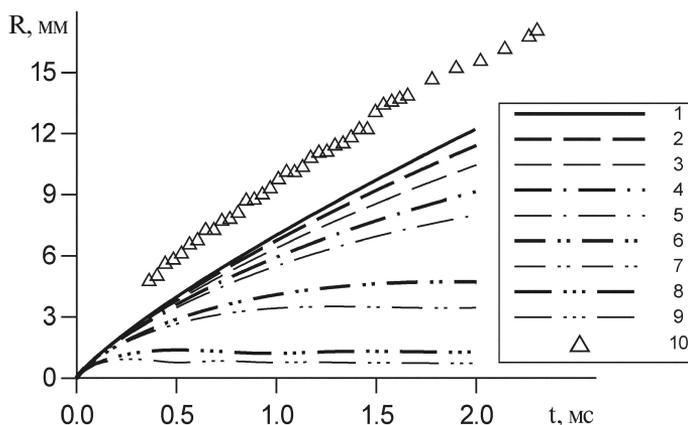


Рис. 2. Расчетные зависимости  $R(t)$ . Кривые: 2, 4, 6, 8 — в условиях насыщения, кривые 3, 5, 7, 9 — недогрев 10 К; 1 —  $l = \infty$ ; 2, 3 —  $l = 10$  мм; 4, 5 —  $l = 2$  мм; 6, 7 —  $l = 0,5$  мм; 8, 9 —  $l = 0,1$  мм; 10 — опытные данные [17]. Ацетон,  $\Delta T_{\text{sup}} = 140$  К,  $T_{\infty} = 300$  К

перегретого слоя пристенной жидкости порядка 1 мм.

Измеренные значения радиуса пузырька, также показанные на Рис. 2, существенно больше расчетных значений для однородного перегрева. Превышение экспериментальных данных над расчетными значениями можно объяснить влиянием фронтов испарения [17, 18]. По-видимому, дополнительный поток пара в центральный пузырек со стороны фронтов испарения является основной причиной увеличения скорости роста центрального пузырька. Для опытных данных, приведенных на Рис. 2, фронты испарения наблюдались уже на первых кадрах. Сопоставление расчетов с экспериментальными данными [18] было также сделано для бензола при перегревах, когда возникают фронты испарения. В результате обработки отсканированных кадров скоростных киносъемок получены контуры парового образования. Паровое образование состоит из центрального сферического пузырька, а также из конусообразных паровых каверн (в случае появления фронтов испарения). На кадрах измерялись радиус центрального пузырька и продольный размер паровой каверны. На Рис. 3 приведены расчетные зависимости  $R(t)$  для бензола при перегреве 93 К и различных значений  $l$  в сравнении с экспериментальными данными. Там же приведены измеренные значения продольного размера каверны и отдельные контурные кадры скоростной киносъемки. Из рисунков видно, что до появления фронтов испарения рост центрального пузырька согласуется с расчетными зависимостями для толщины перегретого слоя жидкости порядка 1 ÷ 2 мм. После появления фронтов испарения экспериментальные значения радиуса лежат выше расчетной кривой. Чем выше перегрев, тем

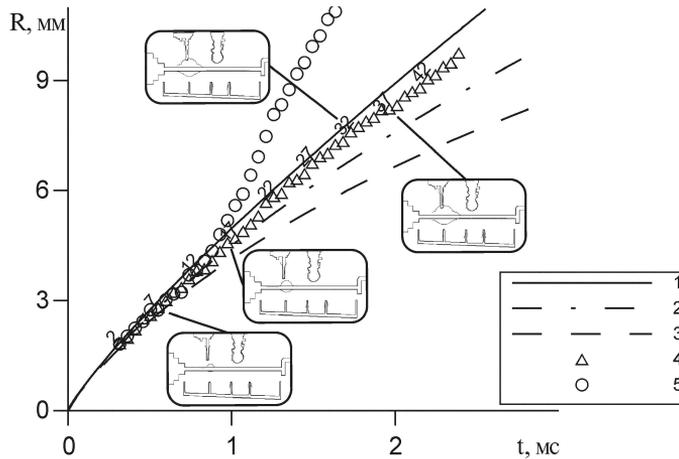


Рис. 3. Расчетные кривые  $R(t)$ : 1 —  $l = \infty$ ; 2 —  $l = 2$  мм; 3 —  $l = 1$  мм; опытные данные [18]: 4 — радиус пузырька; 5 — продольный размер каверны. Бензол,  $\Delta T_{\text{sup}} = 93$  К,  $T_{\infty} = 288$  К

раньше происходит формирование фронтов испарения, и тем больше различие между измеренными и расчетными значениями.

## Список литературы

- [1] Plesset M. S., Zwick S. A. A nonsteady heat diffusion problem with spherical symmetry // *J. Appl. Phys.* 1952. V. 23. Pp. 95–117.
- [2] Scriven L. E. On the dynamic of phase growth // *Chem. Eng. Sci.* 1959. V. 10, № 1. Pp. 1–13.
- [3] Prosperetty A., Plesset M. S. Vapour bubble growth in a superheated liquid // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 85. Pp. 349–402.
- [4] Mikic B. B., Rohsenaw W. M., Griffith P. On bubble growth rates // *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 1970, V.13, № 4. Pp. 657–666.
- [5] Авдеев А. А., Зудин Ю. Б. Рост парового пузырька в околоспинодальной области в рамках обобщенной инерционно-тепловой схемы // *ТВТ.* 2002. Т. 40, № 6. С. 971–978.
- [6] Lee H. S., Merte H. Spherical Bubble Growth in Uniformly Superheated Liquids // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1996. V. 39, № 12. Pp. 2427–2447.
- [7] Dergarabedian P. The rate of growth of vapor bubbles in superheated water // *J. Appl. Mech.* 1953. V. 20. Pp. 537–545.

- [8] Kosky P. G. Bubble growth measurements in uniformly superheated liquids // Num. Eng. Sci. 1968. V. 23. Pp. 695–706.
- [9] Florschuetz L. W., Henry C. L., Rashid Khan A. Growth rates of free vapor bubbles in liquids at uniform superheats under normal and zero gravity conditions // Int. J. Heat Mass Transfer. 1969. V. 12. Pp. 1465–1489.
- [10] Аведисьян С. Т. Влияние давления на рост пузырьков в каплях предельно перегретой жидкости // Теплопередача. 1982. № 4. С. 160–168.
- [11] McCann H., Clarke L. J., Masters A. P. An experimental study of vapor bubble growth at the superheat limit temperature // In. J. Heat Mass Transfer. 1989. V. 32. Pp. 1077–1093.
- [12] Shepherd J. E., Strutevant B. Rapid evaporation at the superheat limit // J. Fluid Mech. 1982. V. 121. Pp. 379–402.
- [13] Лесин С., Барон А., Брановер Г., Мерчук И. Экспериментальное исследование кипения при прямом контакте сред в случае предельного перегрева // ТВТ. 1993. Т. 31. С. 941–961.
- [14] Фрост Д., Струтевант Б. Влияние давления окружающей среды на неустойчивость взрывного вскипания предельно перегретой жидкости // Теплопередача. 1986. № 2. С. 158–166.
- [15] Актершев С. П. Рост парового пузырька в предельно перегретой жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 3. С. 445–457.
- [16] Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
- [17] Авксентюк Б. П., Овчинников В. В., Плотников В. Я. Самоподдерживающийся фронт вскипания и третий кризис кипения // Нестационарные процессы в двухфазных потоках. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР. 1989. С. 52–68.
- [18] Авксентюк Б. П., Овчинников В. В., Плотников В. Я. Самоподдерживающийся фронт вскипания // Изв. СО АН СССР (сер. техн. наук). Вып. 2. 1989. С. 17–23.