

**МЕХАНИЗМ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РОСТА
ПАРОВОГО ПУЗЫРЯ ПРИ ПЕРЕГРЕВАХ
ЖИДКОСТИ, БЛИЗКИХ К ПРЕДЕЛЬНЫМ***Б. П. Авксентюк**Институт теплофизики СО РАН,
630090 Новосибирск*

Если перегретая жидкость термодинамически неравновесна с паром, отделенным от нее плоской поверхностью, то она оказывается вследствие роли поверхностной энергии термодинамически устойчивой по отношению к паровому пузырьку определенных размеров. При любой степени перегрева жидкости равновесие с паровым пузырьком неустойчиво — равновероятно увеличение или уменьшение размера. Такой неустойчиво-равновесный паровой пузырек получил название критический зародыш парообразования. Значение его радиуса дается уравнением

$$R_* = 2\sigma / (p_s - p''), \quad (1)$$

где σ — поверхностное натяжение; p_s — давление пара в пузырьке; p'' — давление в жидкости. Условие для механического равновесия пузырька сводится к этому же уравнению.

Понятие критического зародыша лежит в основе теории гомогенного зародышеобразования [1–6], которая позволяет рассчитывать верхнюю границу для перегревов жидкости. В ней рассматривается лишь стадия рождения пузырьков. Пузырьки критического размера как бы удаляются из системы и заменяются соответствующей массой жидкости. Информации о динамике роста паровых пузырей эта теория не содержит. Тем не менее при описаниях роста парового пузыря в объеме перегретой жидкости в качестве начального условия различными исследователями используется понятие критического зародыша парообразования. Пузырь начинает расти после нарушения баланса сил, описываемого уравнением (1), когда разность давлений превышает поверхностные силы. Согласно этой схеме, рост пузыря на начальной стадии обусловлен превышением давления в нем над давлением в жидкости.

При безактивационном вскипании [7] генерация пара происходит на готовых центрах парообразования — парогазовых пузырьках в объеме перегретой жидкости или во впадинах на смоченных жидкостью поверхностях. В этом случае для образования пузыря не требуется преодоления энергетического барьера. Рост пузыря начинается, когда радиус кривизны поверхности жидкость — пар становится больше радиуса критического зародыша. Радиус критического зародыша равен устью впадины [8], являющейся центром парообразования, и определяется выражением (1). Перегревы жидкости перед вскипанием на готовых центрах существенно ниже предельных. Таким образом, при безактивационном вскипании использование понятия критического зародыша для описания роста пузыря обосновано наличием в жидкости или в углублениях теплоотдающей поверхности парогазовых пузырьков.

При спонтанном активационном вскипании, когда перегрев жидкости близок к предельному значению, использование выражения для критического зародыша парообразования в виде (1) для описания начальной

стадии роста парового пузыря не имеет такого ясного физического обоснования, как при безактивационном вскипании. Еще в [3] отмечено, что введение понятия критического зародыша «не разрешает вопроса о возникновении новой фазы, а только переносит его с элементов больших размеров на элементы очень малых размеров».

Согласно гомогенной теории, возникновение паровой фазы в жидкости осуществляется в форме зародышей (маленьких паровых пузырьков). Эти зародыши возникают спонтанно, в результате гетерофазных флуктуаций. Однако в [9] показано, что вблизи спинодали критическая флуктуация имеет мало общего с критическим зародышем парообразования. Граница раздела фаз отсутствует, плотность жидкости изменяется плавно, и везде она больше равновесной плотности паровой фазы. Чем перегрев жидкости ближе к предельному, тем больше характерный размер, на котором меняется плотность. На спинодали он обращается в бесконечность, т. е. в этих условиях исчезает понятие поверхностного натяжения, которое в сочетании с общими принципами термодинамики в рамках классической теории гомогенного зародышеобразования дает обоснование области метастабильности. На основании результатов этой работы в [10] сделан вывод о неправомерности использования выражения (1) в качестве характеристики критического зародыша парообразования. Сомнения в справедливости допущения о применимости понятия поверхностного натяжения к анализу зародышеобразования высказывались также и другими исследователями [11, 12].

Если при перегревах, близких к предельным, использование соотношения (1) неправомерно, то каков тогда механизм «запуска» роста парового пузыря и как в этих условиях происходит рост пузыря на начальной стадии? В [13] при изучении динамики роста парового пузыря в капле бутана, нагретой до температуры, близкой к предельной при атмосферном давлении, обнаружено, что поверхность пузыря шероховата, скорость его роста постоянна во времени, а ее значение на два порядка выше, чем расчетные значения по общепринятым теориям для роста парового пузыря. Исследования этого явления, проведенные в [14, 15], показали, что при высоких интенсивностях испарения определяющую роль при росте парового образования играет импульс отдачи пара. На основании результатов [14, 15] предлагается следующий возможный механизм начальной стадии роста пузыря в объеме жидкости, нагретой до температуры, близкой к предельной. Рассуждения и оценки, приводимые ниже, проведены в рамках приближений теории испарения Герца — Кнудсена.

Для большинства органических жидкостей при высоких перегревах эффективная теплота парообразования [7] отрицательна: $L_* < 0$, $L_* = L - (c'_{p_s} T_s - c'_p T''')$. Здесь L — теплота парообразования; T_s — температура метастабильной жидкости; T''' — температура насыщения, соответствующая давлению в жидкости p'' ; c'_{p_s} , c'_p — теплоемкость жидкости при температурах T_s и T''' соответственно. Например, для бутана при перегреве 105 К и атмосферном давлении $L_* = -2 \cdot 10^5$ Дж/кг. Это означает, что энергии, запасенной в метастабильной жидкости, достаточно для полного ее испарения без дополнительного подвода тепла извне. Для воды при высоких перегревах эффективная теплота парообразования хоть и положительна, но на порядок меньше теплоты парообразования: при атмосферном давлении и перегреве 586 К [7] $L_* = 1,1 \cdot 10^5$ Дж/кг. Разрыв жидкости при таких высоких теплосодержаниях в каком-либо наиболее слабом месте, например на «островке» Френкеля, и образование полости инициируют процесс интенсивного испарения в нее жидкости. Это приводит к тому, что на жидкость начинает воздействовать импульс отдачи

пара, величина которого оценивается выражением

$$\Delta p = j^2 / \rho_s'' \quad (2)$$

где поток массы пара рассчитывается по формуле Герца — Кнудсена

$$j = \beta \left(\frac{RT_s}{2\pi M} \right)^{1/2} (\rho_s'' - \rho'') \quad (3)$$

Здесь β — коэффициент аккомодации; R — универсальная газовая постоянная; M — молекулярная масса; ρ'' — плотность пара при температуре насыщения T'' ; ρ_s'' — плотность пара при температуре T_s . Для воды при рассмотренных выше условиях и при $\beta = 1$ расчет по (2) дает $\Delta p = 24 \cdot 10^5$ Па. Это значение сопоставимо с измеренными амплитудами давления в приповерхностном слое воды при взрывном вскипании при интенсивностях радиационного разогрева жидкости, близких к пороговым значениям [16, 17]. Для бутана расчеты по (2), (3) дают значение для импульса отдачи пара, равное $3 \cdot 10^5$ Па.

Из-за действия импульса отдачи пара происходит рост паровой полости на начальном этапе при спонтанном вскипании. Для установившегося движения скорость жидкости, обусловленная действием импульса отдачи пара, может быть оценена по следующему соотношению [14]:

$$v = j \left(\frac{2}{\rho_s' \rho_s''} \right)^{1/2} \quad (4)$$

(ρ_s' — плотность жидкости при температуре T_s). Для приведенных выше значений импульсов отдачи пара скорость жидкости для воды равна 84 м/с, для бутана 37 м/с, что примерно на порядок выше значений скорости испарения жидкости (j/ρ_s') при этих условиях.

Значение импульса отдачи пара определяется температурой жидкости у границы межфазной поверхности жидкость — пар, а продолжительность его существенного воздействия на жидкость зависит от темпа снижения этой температуры. Хотя для органических жидкостей, как уже отмечалось, запасенного тепла достаточно для их полного испарения, все же происходит снижение температуры жидкости у межфазной поверхности из-за неравномерного распределения энергии между молекулами. Жидкость покидают наиболее «нагретые» молекулы. Рост парового пузыря под действием реактивной силы продолжится, пока температура жидкости у поверхности пузыря не станет близкой к температуре насыщения, соответствующей давлению в жидкости. Дальнейший рост пузыря зависит от процесса теплопередачи через жидкость к поверхности пузыря. Если поверхность пузыря теряет устойчивость [13–15], то рост амплитуды возмущения будет снова определяться импульсом отдачи пара, а в установившемся режиме скорость роста возмущения в перегретой жидкости может быть вычислена по соотношению (4). Увеличение давления в системе подавляет неустойчивость межфазной поверхности [18, 19].

Таким образом, если при безактивационном вскипании рост парового пузыря на начальной стадии обусловлен разностью давлений в паровом зародыше и окружающей его жидкости, то при спонтанном вскипании — действием импульса отдачи пара на жидкость при интенсивном ее испарении в полость, образовавшуюся в результате разрыва жидкости.

Экспериментальной проверкой предложенной гипотезы могут служить опыты по вскипанию, когда основная масса жидкости недогрета до температуры насыщения, а на высокий уровень метастабильности переводится малый объем жидкости. Таких условий можно достичь, например, при радиационном нагреве жидкости в области фокусировки лазерного

луча либо при быстром разогреве нагревателя, помещенного в холодную жидкость. При спонтанном вскипании в таких условиях давление в паровом пузыре ниже давления в жидкости на всех этапах его жизни. Рост пузыря обусловлен действием импульса отдачи пара на начальной стадии его роста. Противостоят увеличению пузыря поверхностное натяжение и давление в окружающей его жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Döring W. Die Überhitzungsgrenze und Zerreibfestigkeit von Flüssigkeiten // Z. Phys. Chem. 1937. Bd 36, N 516.
2. Volmer M. Kinetik der Phasenbildung. Dresden-Leipzig: Steinkopf Verl., 1939.
3. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.
4. Зельдович Я. Б. Избранные труды. Химическая физика и гидродинамика. М.: Наука, 1984.
5. Каган Ю. О кинетике кипения чистой жидкости // Журн. физ. химии. 1960. Т. 34, № 1.
6. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
7. Павлов П. А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск : Урал. науч. центр АН СССР, 1988.
8. Несис Е. И. Кипение жидкостей. М.: Наука, 1973.
9. Лифшиц И. М., Каган Ю. Квантовая кинетика фазовых переходов при температурах, близких к абсолютному нулю // ЖЭТФ. 1972. Т. 62, вып. 1.
10. Бункин Ф. В., Трибельский М. И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // Успехи физ. наук. 1980. Т. 130, вып. 2.
11. Buckle E. R. A kinetic theory of cluster formation in the condensation of gases // Trans. Faraday Soc. 1968. V. 65.
12. Куак, Ли. Расчет гомогенного зародышеобразования пузырьков по модели межмолекулярного взаимодействия // Современное машиностроение. 1991. Сер. А. № 10.
13. Shepherd J. E., Sturtevant V. Rapid evaporation at the superheat limit // J. Fluid. Mech. 1982. V. 121.
14. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В., Плотников В. Я. Самоподдерживающийся фронт вскипания // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1980. № 2.
15. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В. О динамике парообразования в воде // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. № 1.
16. Giovanneschi P., Dufresne D., Caressa J. P., Bournot Ph. Measurement of high pressure induced in water by a CO₂ laser pulse // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36, N 11.
17. Витнас А. Ф., Григорьев В. В., Корнеев В. В. и др. Возбуждение импульса давления в воде при взрывном испарении приповерхностного слоя // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, вып. 23. С. 1442 -1444.
18. Avedisian C. T. Effect of pressure on bubble growth within liquid droplets at the superheat limit // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1982. V. 104, N 4.
19. Frost D., Sturtevant V. Effects of ambient pressure on the instability of a liquid boiling explosively at the superheat limit // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1986. V. 108, N 2.

Поступила в редакцию 21/IV 1994 г.