

УДК 532.54:532.529.5

© 1991 г.

О. Е. ИВАШНЕВ, К. И. СОПЛЕКОВ

ПРИРОДА «МЕДЛЕННЫХ» ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ВСКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Изучается процесс разгерметизации сосуда высокого давления, представляющего собой закрытую с обоих концов трубу, первоначально заполненную недогретой до температуры кипения водой. В нулевой момент времени один из концов трубы открывается и начинается истечение жидкости в атмосферу. Поскольку атмосферное давление меньше давления насыщения жидкости, процесс ее истечения сопровождается кипением.

Из экспериментов [1, 2] известно, что после разгерметизации в канал со скоростью звука в чистой жидкости уходит волна разрежения. После ее прохождения в сосуде образуется двухфазная смесь. По этой смеси со скоростью относительно стенок трубы порядка 10 м/с движется «медленная» (или «вторая») волна разрежения (фиг. 1, а), переводящая двухфазную смесь в равновесное состояние.

Для объяснения особенностей процесса истечения предложена новая математическая модель вскипающей жидкости, учитывающая два механизма парообразования: вскипание на имеющихся в жидкости зародышевых частицах и дробление образовавшихся пузырьков. Для реализации второго механизма парообразования необходимо достижение определенного соотношения между размерами пузырька и разностью скоростей фаз. С помощью предложенной модели описана медленная волна разрежения.

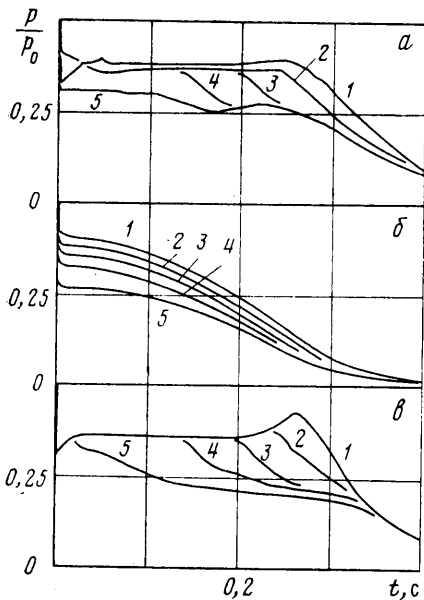
В настоящее время накоплен богатый экспериментальный материал по изучению процесса истечения вскипающей жидкости. Классическими считаются эксперименты Эдвардса [1], с которыми сопоставлены результаты расчетов по многим современным теоретическим моделям. Рабочий участок экспериментальной установки Эдвардса представлял собой трубу длиной 4,1 м, в которой первоначально находилась недогретая до параметров насыщения вода температурой $T_0=515$ К под давлением $p_0=6,9$ МПа. Жидкость с такой температурой начинает кипеть при давлении насыщения $p_*(T_0)=0,5 p_0$. Осциллограммы давления, которые представлены на фиг. 1, а, сняты с помощью пяти датчиков. Датчики 1–5 укреплены на расстояниях 0,08, 1,39, 2,02, 3,00, 3,80 м от заглушенного конца трубы (номер кривой на фиг. 1 соответствует номеру датчика). На осциллограммах отчетливо видна медленная волна разрежения.

На фиг. 2 сплошными кривыми показаны экспериментальные осциллограммы давления и объемного содержания пара, снятые в сечении, удаленном на 1,39 м от глухого конца трубы. Видно, что до прихода в это сечение медленной волны давление в нем было практически постоянно, а объемное паросодержание медленно нарастало. Приход медленной волны вызвал увеличение объемного содержания пара и падение давления в смеси.

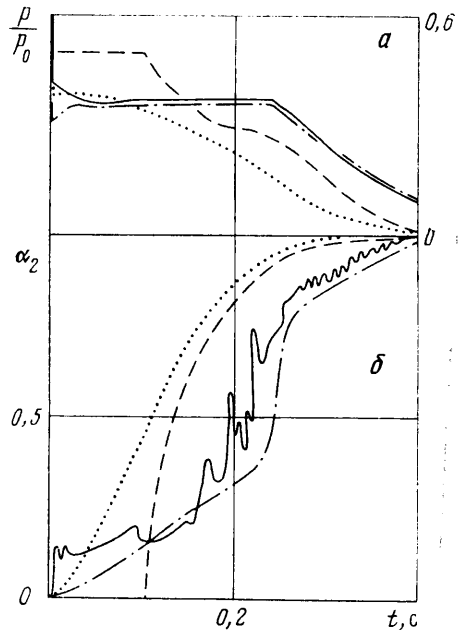
Несмотря на то что о существовании медленной волны известно около двух десятков лет, механизм ее возникновения до сих пор не ясен. Существующие в настоящее время модели, применяемые для описания течения вскипающей жидкости, можно разделить на два типа.

Первый тип: модель ударного вскипания [3]. Считается, что после разгерметизации в сосуд со скоростью звука в чистой жидкости уходит волна разрежения с амплитудой p_0-p_* , где $p_*<p_*(T_0)$ – свободный параметр модели. Затем по метастабильной жидкости, в которой $p_*(T_0)-p_*\sim 0,1 p_0$, движется скачок разрежения. В этом скачке жидкость вскипает, мгновенно переходя из перегретого в равновесное состояние, т. е. медленная волна рассматривается как скачок. Такая модель позволяет получить достаточно хорошее соответствие результатов расчетов данным экспериментов.

Однако, применяя модель ударного вскипания к описанию рассматриваемого течения (см. фиг. 1, а), легко подсчитать, что жидкость, находящаяся возле глухого конца трубы, должна оставаться в перегретом состоянии, не вскипая, в течение 0,3 с (до прихода медленной волны), а в случае большей длины канала и дольше,



Фиг. 1



Фиг. 2

что противоречит современным представлениям о свойствах вскипающей жидкости. К этому следует добавить, что, как показывает эксперимент (фиг. 2, б), к моменту прихода медленной волны в сечение с координатой $z=1,39$ м в нем уже находится двухфазная смесь (объемное содержание пара $\alpha_2 \approx 0,2$), что невозможно объяснить в рамках модели ударного вскипания.

В моделях второго типа основное внимание уделяется моделированию свойств жидкости. Полагается, что вскипание начинается при уменьшении давления до давления насыщения на содержащихся в жидкости примесных частицах. В неравновесной по температурам модели [4] концентрация этих частиц подбирается из соответствия результатов расчетов и эксперимента. В равновесной модели [5] концентрация центров зародышеобразования полагается бесконечно большой, поэтому считается, что жидкая и паровая фазы всегда находятся в равновесии.

На фиг. 1, б представлены осциллограммы давления в пяти сечениях канала, полученные в [4]. Видно, что искажен сам характер течения. На фиг. 2 сопоставлены экспериментальные и рассчитанные по моделям [4, 5] осциллограммы давления и объемного содержания пара в сечении, удаленном на 1,39 м от глухого конца трубы. Экспериментальные кривые — сплошные линии, рассчитанные по равновесной модели [5] — штриховые, по неравновесной [4] — пунктирные. Равновесная модель не описывает провал давления ниже линии насыщения. Неравновесная модель [4] описывает провал, но не объясняет появления медленной волны.

В данной работе высказана гипотеза о том, что кроме известного ранее механизма парообразования — теплового роста пузырьков, образовавшихся на примесных частицах, существует второй механизм парообразования — дробление пузырьков. Для его реализации необходимо достижение определенного соотношения между разностью скоростей фаз и размерами пузырьков. С целью проверки этой гипотезы построена математическая модель, основанная на уравнениях механики многофазных сред [6], в которой приняты следующие предположения: 1) вскипание происходит на имеющихся в жидкости примесных частицах; количество частиц в единице объема жидкости принималось таким же, как и в расчетах по модели [4] — $n_0 = 10^8 \text{ м}^{-3}$; 2) давления в фазах равны; 3) параметры в пузырьке однородны по его радиусу и равны параметрам на линии насыщения; 4) разность скоростей фаз много меньше скорости потока.

При перечисленных допущениях поведение двухфазной смеси описывается системой уравнений, состоящей из законов сохранения массы, им-

пульса и энергии смеси, массы пара, числа пузырьков и уравнения движения пузырька

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial \rho u}{\partial z} + \frac{\partial \rho u^2 + p}{\partial z} &= 0 & (1) \\ \frac{\partial \rho (i + u^2/2) - p}{\partial t} + \frac{\partial \rho u (i + u^2/2)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u}{\partial z} &= j n, & \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n u}{\partial z} &= \psi \\ \rho_2 \frac{4}{3} \pi a^3 \frac{d_2 u_2}{dt} &= f_A + f_\mu + f_m, & \frac{d_i}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial z} \\ \rho &= \rho_1 + \rho_2, \quad i = \rho_1 i_1 / \rho + \rho_2 i_2 / \rho, \quad \rho_i = \rho_i^\circ \alpha_i \end{aligned}$$

Здесь t — время; z — координата; ρ , i — плотность и энтальпия смеси; ρ_i , ρ_i° , α_i , u_i , i_i — относительная и истинная плотности, объемное содержание, скорость и энтальпия i -й фазы ($i=1$ — жидкость, $i=2$ — пар); $u-u_1$ — скорость смеси, равная (на основании сделанных допущений) скорости жидкости; p — давление в смеси; n — число пузырьков в единице объема смеси; j — интенсивность испарения жидкости в пузырек; ψ — интенсивность дробления пузырьков.

В системе уравнений (1) отсутствуют члены, характеризующие изменение массы, импульса и энергии в объеме смеси, движущейся со средне-массовой скоростью u , вследствие ухода из этого объема части пузырьков и жидкости, скорость которых не равна среднемассовой. Считается, что разность скоростей фаз влияет лишь на процесс дробления пузырьков.

Таким образом, система уравнений (1) отличается от известной ранее [4] по существу только уравнением сохранения числа пузырьков с $\psi \neq 0$ и уравнением движения пузырька.

Силы Архимеда, силу трения между пузырьком и жидкостью и силу присоединенных масс определим согласно [6]

$$\begin{aligned} f_A &= \rho_1^\circ \frac{4}{3} \pi a^3 \frac{d_1 u_1}{dt}, & f_\mu &= \frac{1}{2} c_\mu \rho_1^\circ \pi a^2 (u_1 - u_2) |u_1 - u_2| \\ f_m &= \frac{\rho_1^\circ}{2} \frac{4}{3} \pi a^3 \left[\frac{d_1 u_1}{dt} - \frac{d_2 u_2}{dt} - 3(u_2 - u_1) \left(\frac{\alpha_1}{a} \frac{d_2 a}{dt} - \frac{\alpha_2 j}{4 \pi a^3 \rho_1^\circ} \right) \right] \end{aligned}$$

Аппроксимируем коэффициент вязкого сопротивления жидкости движению пузырька c_μ , продлив зависимости c_μ от чисел Рейнольдса Re , полученные Адамаром — Рыбчинским [7] и Муром [8], до их пересечения

$$c_\mu = \begin{cases} 16/Re, & Re \leq 10,9 \\ (48/Re)(1 - 2,2/\sqrt{Re}), & Re > 10,9 \end{cases}$$

$$Re = \frac{2a\rho_1^\circ |u_1 - u_2|}{\mu}$$

где μ — коэффициент динамической вязкости жидкости.

Считая, что обтекание частиц не влияет на процесс испарения, получим

$$\begin{aligned} j &= 2\pi a D_1 \rho_2^\circ Ja Nu \\ Ja &= \frac{c_1 \rho_1^\circ (T_1 - T_s)}{\rho_2^\circ l}, & Nu &= \frac{2a}{T_1 - T_s} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a} \end{aligned}$$

где Ja , Nu — числа Якоби и Нуссельта; c_1 , D_1 — коэффициенты тепло- и температуропроводности; l — удельная теплота парообразования; T_1 , T_s — температуры жидкости и пара; r — полярный радиус сферической системы координат, центр которой совпадает с центром пузырька.

Известно [9], что если температуру жидкости на границе с пузырьком $T_s = T_s(r)$ считать постоянной, то с течением времени распределение температур вокруг пузырька выходит на профиль, соответствующий автомодельному решению. Время этого выхода $\tau_T \sim (a/Nu)^2/D_1 \ll 10^{-3}$ с. Изменение температуры жидкости на границе с пузырьком, находящимся в области медленной волны (фиг. 1, а), за время τ_T составляет величину $\sim 0,1$ К, малую по сравнению с перегревами жидкости (~ 10 К). Поэтому будем считать, что в каждый момент времени распределение температур вокруг пузырька соответствует автомодельному решению. Поскольку в анализируемом течении отношение плотности пара к плотности жидкости $\rho_2^\circ/\rho_1^\circ \ll 1$, то воспользуемся предложенной в [10] аппроксимацией этого решения

$$Nu = \frac{12}{\pi} Ja \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6 Ja} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6 Ja} \right]$$

Далее предполагается, что дробление пузырьков происходит вследствие перепада динамического давления на границе раздела фаз, движущихся с разными скоростями. В [6] высказана и с помощью экспериментальных данных апробирована гипотеза о том, что основные закономерности развития неустойчивости сферических поверхностей капелек и пузырьков остаются теми же, что и для плоской границы раздела фаз. Поэтому воспользуемся известным решением о росте возмущений первоначально плоской межфазной поверхности [11] и примем, что пузырек начинает дробиться при достижении числом Вебера

$$We = \frac{2a(u_1 - u_2)^2}{\Sigma} \left(\frac{1}{\rho_2^\circ} - \frac{1}{\rho_1^\circ} \right)^{-1}$$

своего критического значения $We^* = 2\pi$ и разрушается за время

$$t^* = \left(\frac{\rho_1^\circ a^3}{\Sigma} \left(\frac{We^*}{We} \right)^3 \right)^{1/2}$$

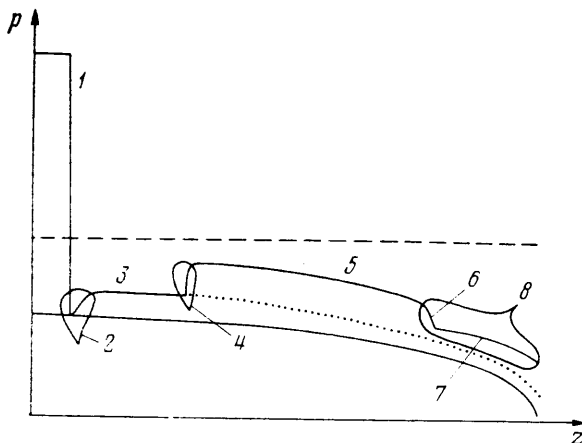
необходимое для достижения амплитудой колебаний величины, сравнимой с размерами пузырька. Здесь Σ — коэффициент поверхностного натяжения.

В соответствии с такой схемой дробления величину ψ определим в релаксационном приближении

$$\psi = \begin{cases} 0, & We < We^* = 2\pi \\ (n^* - n)/t^*, & We \geq We^* \end{cases}$$

где n — текущее значение числа пузырьков в единице объема смеси, n^* — число пузырьков при условии мгновенного дробления. Для последующих расчетов примем, что пузырек дробится на две части: $n^*/n = 2$.

Рассмотрим процесс разгерметизации полубесконечного канала. Решение этой задачи позволит исключить из анализа волновой картины вблны, образовавшиеся при отражении от закрытого конца сосуда. Численное исследование процесса разгерметизации в рамках модели, учитывающей дробление пузырьков, показывает, что после разгерметизации в канале образуется волновая конфигурация, состоящая из трех волн, которая схематически изображена на фиг. 3 сплошной кривой. Пунктиром показана конфигурация, получаемая при использовании модели [4], не учитывающей дробления.



Фиг. 3

Первой в канале движется быстрая волна разрежения, состоящая из упругого предвестника 1, «зуба вскипания» 2 и зоны релаксации 3. Передний фронт волны — упругий предвестник, распространяясь со скоростью звука в чистой жидкости, переводит ее в метастабильное состояние. После прохождения упругого предвестника давление в смеси начинает интенсивно нарастать, причем его рост сопровождается увеличением удельного объема смеси. Этим зуб вскипания отличается от волны сжатия. Постепенно рост давления прекращается и дальнейший процесс расширения смеси протекает при медленно уменьшающемся давлении.

Возле выходного сечения сосуда максимальны градиент давления, ускорение потока, а следовательно, и разность скоростей фаз. Размеры пузырьков, находящихся возле выходного сечения, также велики. Поэтому условия для дробления пузырьков первоначально создаются на выходе из канала. Дробление вызывает резкое увеличение площади межфазной поверхности, что приводит к интенсификации процесса парообразования. Взрывообразное вскипание вызывает увеличение давления на выходе из канала и вслед за волной разрежения в сосуд уходит волна сжатия 4.

За волной сжатия движется вторая волна разрежения, в которой можно выделить три зоны: зону слабого кипения 5, где неравновесная смесь, расширяясь, кипит на имеющихся в ней до разгерметизации центрах зародышеобразования; зону сильного вскипания 6, в которой происходит интенсификация межфазного массообмена за счет дробления выросших пузырьков; зону равновесного расширения 7.

При истечении вскипающей жидкости из сосудов конечной длины происходит взаимодействие волны сжатия с отраженной от глухого конца трубы первой волной разрежения. В результате этого взаимодействия перед фронтом дробления пузырьков устанавливается близкое к однородному поле давления. Вторая волна разрежения вырождается в медленную волну 8 (фиг. 3). Таким образом, замеченная в экспериментах [1, 2] медленная волна разрежения является ничем иным, как частью второй волны разрежения или, иными словами, волной перестройки профиля второй волны разрежения.

На фиг. 1, в приведены рассчитанные по предложенной модели осциллограммы давления в различных сечениях сосуда. На фиг. 2, где сопоставлены экспериментальные и расчетные осциллограммы давления и объемного содержания пара в сечении, удаленном на расстояние 1,39 м от глухого конца трубы, результаты расчетов по данной модели изобра-

жены штрихпунктирной кривой. Видно, что предложенная модель позволяет не только качественно, но и количественно точно описать процесс истечения.

На основании проведенных расчетов можно заключить, что в медленной волне протекают следующие процессы. Дробление пузырьков приводит к увеличению межфазной поверхности, интенсификации межфазного массообмена и к быстрому росту объемного содержания пара в смеси, т. е. к ее расширению (фиг. 2, б). Расширение смеси вызывает падение давления (фиг. 2, а), ускорение потока, а следовательно, рост разности скоростей фаз. Создаются условия для дробления пузырьков выше по потоку.

Скорость распространения фронта дробления пузырьков, а следовательно, и скорость движения медленной волны непрерывно возрастают (фиг. 1, а, в), это связано с тем, что волна движется по среде со все увеличивающимся паросодержанием, а увеличение содержания пара в смеси облегчает процесс дробления пузырьков. В достаточно удаленной точке трубы, где переход смеси в равновесное состояние успеет произойти без разрушения пузырьков, медленная волна вырождается в центрированную волну разрежения, движущуюся по равновесной смеси.

Хорошее соответствие результатов расчетов эксперименту на протяжении всего процесса истечения достигается за счет того, что учет дробления позволяет предсказать переход смеси в равновесное состояние за характерные времена процесса истечения. Используя неравновесную по температурам [4] и равновесную [5] модели, можно получить достаточно хорошее совпадение с экспериментом при описании соответственно только начальной или конечной стадии процесса (см. фиг. 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Edwards A. R., O'Brien T. P.* Studies of phenomena connected with the depressurization of water reactors // *J. Brit. Nucl. Eng. Soc.* 1970. V. 9. № 2. P. 125–135.
2. *Исаев О. А.* Вскипание жидкости при быстром сбросе давления в адиабатическом нестационарном потоке: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1980. 25 с.
3. *Лабунцов Д. А., Авдеев А. А.* Теория скачка вскипания // *Теплофизика высоких температур.* 1981. Т. 19. № 3. С. 552–556.
4. *Нугматулин Б. И., Сопленков К. И.* Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости из каналов в термодинамически неравновесном приближении // *Теплофизика высоких температур.* 1980. Т. 18. № 1. С. 118–131.
5. *Ивандаев А. И., Губайдуллин А. А.* Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости в термодинамически равновесном приближении // *Теплофизика высоких температур.* 1978. Т. 16. № 3. С. 556–562.
6. *Нугматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
7. *Бэтчлор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
8. *Brabston D. C., Keller H. B.* Viscous flows past spherical gas bubbles // *J. Fluid Mech.* 1975. V. 69. Pt 1. P. 179–189.
9. *Scriven L. E.* On the dynamics of phase growth // *Chem. Eng. Sci.* 1959. V. 10. № 1–2. P. 1–13.
10. *Лабунцов Д. А., Кольчугин Б. А., Головин В. С. и др.* Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давлений // *Теплофизика высоких температур.* 1964. Т. 2. № 3. С. 446–453.
11. *Биркгоф Г.* Гидродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 244 с.

Москва

Поступила в редакцию
6.IV.1990