

УДК 532.529.5

Гидродинамические особенности процессов истечения вскипающей жидкости*

**Р.Х. Болотнова¹, В.А. Бузина^{1,2}, М.Н. Галимзянов^{1,2},
В.Ш. Шагапов¹**

¹*Институт механики Уфимского научного центра РАН*

²*ФГБОУ ВПО “Башкирский государственный университет”, Уфа*

E-mail: bolotnova@anrb.ru

Исследуются нестационарные процессы истечения вскипающей жидкости при разгерметизации трубы высокого давления, сопровождающиеся прохождением быстрой волны разрежения и установлением режима истечения, когда в процессе экспериментов в жидкости внутри трубы значительное время фиксируется постоянное давление, соответствующее перегретому состоянию. Для описания процесса принята двухфазная, гомогенная, односкоростная, однотемпературная, однодавленческая модель парожидкостной среды. Термодинамические свойства воды и пара описываются единым широкодиапазонным уравнением состояния в аналитической форме. Интенсивность испарения принимается зависящей от числа и радиуса пузырьков, степени перегрева, теплоты парообразования, коэффициента теплопроводности и чисел Нуссельта и Якоба. Предложено объяснение долговременного нахождения жидкости в перегретом состоянии, связанное с капиллярными эффектами на межфазной границе при ограничении радиуса пузырьков и ростом объемного паросодержания за счет зарождения новых пузырьков на неоднородных примесных частицах. На завершающей стадии парообразование происходит при постоянном числе пузырьков за счет роста их радиуса. Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для регистрируемых зависимостей давления и объемного паросодержания.

Ключевые слова: разгерметизация, истечение вскипающей жидкости, математическое и численное моделирование.

Введение

Взрывное вскипание недогретой жидкости, находящейся в емкости под высоким давлением, возникающее при резком падении давления в результате разгерметизации, представляет значительный теоретический и практический интерес в связи с возрастающими требованиями к обеспечению безопасности энергетических установок.

Влияние неравновесности на критическое истечение жидкости в пузырьковом режиме теоретически исследовалось в работах [1], [2] и др. Теоретические и экспериментальные работы этого направления наиболее полно описаны в монографии [3]. При исследовании процессов истечения в рассматриваемых работах

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 11-01-97004-р_поволжье_a и 11-01-00171-а) и Совета по грантам Президента РФ для гос. поддержки ведущих научных школ РФ (код проекта НШ-834.2012.1).

учитывалась слабая сжимаемость жидкой фазы, определяемая замороженной изоэнтропической или изотермической скоростью звука [1]. Равновесные режимы истечения исследовались в работе [4]. В исследованиях [5] истечение вскипающей жидкости описывалось в рамках баротропических уравнений состояния с учетом фазовых переходов, происходящих также в равновесном режиме. В исследованиях [6] на основе модельных уравнений [1] предложена теория механической нуклеации, используемая при исследовании процесса разгерметизации сосудов высокого давления, заполненных жидкостью, вскипающей при уменьшении давления. Считается, что жидкость начинает кипеть на незначительном числе примесных частиц, а образовавшиеся пузырьки многократно дробятся за счет неустойчивости, развивающейся под действием центробежных ускорений поверхности пузырька в процессе его роста.

В настоящей работе проведено численное исследование нестационарных процессов истечения вскипающей жидкости при разгерметизации трубы высокого давления в условиях экспериментов [7] с применением широкодиапазонного уравнения состояния воды и пара, описывающего экспериментальные данные по ударной и изотермической сжимаемости на линии насыщения, в области однофазных и метастабильных состояний [8]. Уравнения модели основаны на законах сохранения массы каждой фазы, импульса и энергии смеси. Задача решалась в лагранжевых переменных в одномерном плоском однотемпературном и односкоростном приближении с равным давлением фаз.

В модели предполагается, что фазовый переход жидкость–пар происходит в условиях перегретого состояния, когда температура выше насыщения и, как в экспериментах [7], характеризуется образованием в кипящей жидкости областей течения с постоянным давлением и массовой скоростью. Установление режима потока, когда жидкость значительное время находится в перегретом состоянии, можно объяснить и описать учетом капиллярных эффектов на межфазной границе. Предположение, что на рассматриваемой стадии неравновесного процесса истечения рост радиуса пузырьков ограничен, а объемное паросодержание увеличивается за счет зарождения новых пузырьков на неоднородных примесных частицах, приводит к поддержанию условий перегретого состояния. В этих условиях вода из метастабильного состояния переходит в равновесное двухфазное, а избыток внутренней энергии жидкости, обусловленный ее перегревом, тратится на образование пара. По мере того, как все центры зарождения пузырьков в виде примесных частиц задействованы в процессе образования пузырьков, кипение происходит уже за счет роста радиуса пузырьков в равновесном режиме парообразования.

Постановка задачи. Основные уравнения

В закрытой трубе диаметром $D = 0,075$ м длиной $L = 4,1$ м находится вода под давлением $p_0 = 7$ МПа при температуре ниже насыщения $T_0 = 515$ К ($T_0 \leq T_s(p_0)$). В соответствии с условиями экспериментов, представленных в [7], на одном из концов трубы заслонка удаляется и начинается истечение вскипающей жидкости в окружающую среду. При решении задачи с использованием одномерного приближения предполагается, что при удалении заслонки, находящейся внутри трубы, истечение вскипающей жидкости происходит в продолжающийся участок трубы.

Запишем систему дифференциальных уравнений сохранения массы, импульса и энергии для двухфазной смеси в односкоростном, однотемпературном приближении с равным давлением фаз в лагранжевых координатах r в случае одномерного плоского движения [3]. Законы сохранения массы каждой фазы:

$$\frac{\alpha_1}{\rho} \frac{\partial \rho_1^0}{\partial t} + \frac{\rho_1^0}{\rho} \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} = -\frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{J_{12}}{\rho} = b_1, \quad (1)$$

$$\frac{1-\alpha_1}{\rho} \frac{\partial \rho_2^0}{\partial t} - \frac{\rho_2^0}{\rho} \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} = -\frac{\rho_2}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{J_{12}}{\rho} = b_2. \quad (2)$$

Здесь и в дальнейшем нижний индекс $i = 1, 2$ относится к жидкой и газовой (паровой) фазам воды соответственно. Законы сохранения импульса и энергии смеси:

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r}, \quad v = \frac{\partial x}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho} \left(\frac{\partial e_1}{\partial \rho_1^0} \right)_T \frac{\partial \rho_1^0}{\partial t} + \frac{\rho_2}{\rho} \left(\frac{\partial e_2}{\partial \rho_2^0} \right)_T \frac{\partial \rho_2^0}{\partial t} + \left[\frac{\rho_1}{\rho} \left(\frac{\partial e_1}{\partial T} \right)_{\rho_1^0} + \frac{\rho_2}{\rho} \left(\frac{\partial e_2}{\partial T} \right)_{\rho_2^0} \right] \frac{\partial T}{\partial t} = b_3, \quad (4)$$

где $b_3 = -\frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial r} - (e_2 - e_1) \frac{J_{12}}{\rho}$.

Условие равенства давлений фаз:

$$\left(\frac{\partial p_1}{\partial \rho_1^0} \right)_T \frac{\partial \rho_1^0}{\partial t} - \left(\frac{\partial p_2}{\partial \rho_2^0} \right)_T \frac{\partial \rho_2^0}{\partial t} + \left[\left(\frac{\partial p_1}{\partial T} \right)_{\rho_1^0} - \left(\frac{\partial p_2}{\partial T} \right)_{\rho_2^0} \right] \frac{\partial T}{\partial t} = 0. \quad (5)$$

Здесь $p_i(\rho_i^0, T)$ и $e_i(\rho_i^0, T)$ — давление и внутренняя энергия фаз, зависящие от текущих значений плотностей фаз ρ_i^0 и температуры T ; α_i , $\rho_i = \rho_i^0 \cdot \alpha_i$ — объемное содержание и приведенная плотность i -й фазы, $\rho = \rho_1^0 \cdot \alpha_1 + \rho_2^0 \cdot \alpha_2$ — средняя плотность среды, ρ_0 — начальная средняя плотность среды; r и x — лагранжева и эйлерова координаты соответственно, v — массовая скорость, J_{12} — кинетика фазового перехода вода–пар. В модели предполагается, что в текущий момент времени в выделенном микрообъеме пузырьковой смеси радиус пузырьков одинаков и определяется из объемного содержания паровой фазы α_2 и числа пузырьков n : $a(r, t) = \sqrt[3]{3\alpha_2(r, t)/4\pi n(r, t)}$.

При заданных уравнениях состояния фаз $p_i(\rho_i^0, T)$ и $e_i(\rho_i^0, T)$, уравнении равновесия фаз $T_s(p)$ [8] и уравнении для кинетики парообразования J_{12} система уравнений (1–5) становится замкнутой.

Термодинамические свойства рассматриваемой парожидкостной системы описывались уравнением состояния воды и пара [8] в форме Ми–Грюнаузена в виде суммы потенциальной (холодной) и тепловой составляющих для давления и внутренней энергии: $p = p^{(p)} + p^{(T)}$, $e = e^{(p)} + e^{(T)} + e^{(ch)}$, здесь $e^{(ch)}$ — величина, необходимая для согласования внутренних энергий паровой и жидкой фаз.

Холодная составляющая давления и энергии представлена в виде потенциала типа Борна–Майера [8]:

$$p^{(p)}(\rho_i^0) = A \left(\frac{\rho_i^0}{\rho_{0i}^0} \right)^{-\beta+1} \exp \left[b \left(1 - \left(\frac{\rho_i^0}{\rho_{0i}^0} \right)^{-\beta} \right) \right] - K \left(\frac{\rho_i^0}{\rho_{0i}^0} \right)^{\xi+1}, \quad \rho_i^0 = \frac{1}{V_i^0},$$

$$e^{(p)}(\rho_i^0) = \int_{\rho^0}^{\rho_i^0} \frac{p^{(p)}(\rho_i^0)}{(\rho_i^0)^2} d\rho = \frac{A}{\beta \rho_{0i}^0 b} \exp \left[b \left(1 - \left(\frac{\rho_i^0}{\rho_{0i}^0} \right)^{-\beta} \right) \right] - \frac{K}{\xi \rho_{0i}^0} \left(\frac{\rho_i^0}{\rho_{0i}^0} \right)^{\xi} + e^0. \quad (6)$$

Здесь A, K, b, ξ, β — постоянные, e^0 — константа интегрирования для выполнения условия: $e^{(p)}(\rho^0) = 0$ ($p^{(p)}(\rho^0) = 0$). При определении тепловых составляющих ($p^{(T)}, e_i^{(T)}$) принималось упрощающее приближение, следующее из термодинамического тождества [8]: $T \xi_V(V_i^0, T) = p + \left(\frac{\partial e}{\partial V_i^0}\right)_T$, $\xi_V(V_i^0, T) \equiv (\partial p / \partial T)_{V_i^0}$, при выполнении для каждой i – й фазы условий постоянства теплоемкости c_{V_i} и зависимости изохорического коэффициента давления ξ_V и, следовательно, функции Грюнайзена Γ_i только от объема. Жидкая и паровая фазы описывались единым по давлению уравнением состояния и различались теплоемкостью и функцией Грюнайзена:

$$p^{(T)}(V_i^0, T) = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V_i^0}, \quad T \equiv \xi_V(V_i^0)T = \frac{\Gamma_i(V_i^0)c_{V_i}}{V_i^0}T, \quad e_i^{(T)} = c_{V_i}T. \quad (7)$$

Внутренняя энергия пара $e_2(\rho_{02s}(T), T)$ и жидкости $e_1(\rho_{01s}(T), T)$ корректировалась из условия согласования энергий на линии насыщения с тем, чтобы получить совпадение расчетной зависимости теплоты парообразования $l_s(T)$ с экспериментальными данными [8].

Температура насыщения $T_s(p)$ и теплота парообразования $l_s(T)$ определялись, исходя из [8]:

$$T_s(p) = T_{**} - \frac{T_*}{\ln(p_s(T)/p_*)}, \quad p_* = 20,2 \times 10^9 \text{ Па}, \quad T_* = 4200 \text{ К}, \quad T_{**} = 31 \text{ К};$$

$$l_s(T) = h_* \left(1 - (T/T_{cr})\right)^{0,367}, \quad h_* = 30,7 \times 10^5 \text{ Дж/кг}. \quad (8)$$

Используемое в настоящей работе уравнение состояния воды и пара [8] согласуется с данными международных таблиц (IAPWS), с экспериментами по ударной и изотермической сжимаемости. На линии насыщения, в критической точке и в области низких плотностей и давлений ($p < 10$ бар) оно переходит в уравнение состояния совершенного газа.

Уравнение кинетики фазового перехода вода–пар J_{12} предполагается зависящим от числа n и радиуса a пузырьков, температуры насыщения $T_s(p)$, теплоты парообразования $l_s(T)$ и коэффициента теплопроводности λ_1 :

$$J_{12}(r, t) = 2\pi a(r, t)n(r, t)\text{Nu}(\lambda_1(T - T_s(p))/l_s(T)), \quad \lambda_1 = 56,4 \cdot 10^{-2} \text{ кг}\cdot\text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{К}), \quad (9)$$

где Nu — число Нуссельта, для которого используется аппроксимация [9],

полученная на основе решения [10]: $\text{Nu} = \frac{12}{\pi} \text{Ja} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6\text{Ja}} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6\text{Ja}} \right]$, где

$\text{Ja} = c_{p1}(T - T_s(p))\rho_1^0 / l_s(T)\rho_2^0$ — число Якоба, c_{p1} — удельная теплоемкость воды при постоянном давлении.

Особенности моделирования перегретого состояния

На начальной стадии истечения (до ~ 5 мс), как показывают эксперименты [7], в результате мгновенной разгерметизации в трубе распространяется волна разрежения, которая, достигая закрытого конца, затухает, и по всей длине трубы формируется однородное давление $p \sim 2,8$ МПа. В настоящей работе принимается, что фазовый переход вода–пар (9) происходит в условиях перегретого состояния, когда температура среды превышает температуру насыщения:

$$T > T_s(p) + \Delta T_s. \quad (10)$$

Установление режима истечения, когда жидкость значительное время ($t \sim 0,3$ с) находится в перегретом состоянии при давлении $p \sim 2,8$ МПа ниже давления насыщения ($p_s(T_0) = 3,4$ МПа), можно объяснить двумя основными причинами. Первая — действие капиллярных эффектов на межфазной границе [11]. Действительно, наблюдаемый в экспериментах перегрев жидкости $\Delta T_s = 10$ К при $T_0 = 515$ К по оценкам, полученным в работе [1] на основе экспериментальных данных и аппроксимаций давления насыщения $p_s(T)$ [8], соответствует условию равновесия давления в воде и пара в пузырьках с учетом капиллярных сил $\Delta p_s \approx 2\sigma/a \approx \approx 0,5$ МПа, обусловленных поверхностным натяжением σ межфазной поверхности при условии сохранения постоянного радиуса пузырьков $a \approx 0,2 \times 10^{-6}$ м ($\sigma \approx 4 \times 10^{-2}$ Н/м — коэффициент поверхностного натяжения для рассматриваемых температур [3]). Можно предположить, что на этой стадии неравновесного процесса истечения рост пузырьков ограничивается указанным радиусом, а объемное паросодержание растет за счет зарождения новых пузырьков на посторонних неоднородных примесных частицах, неоднородность которых приводит к растянутому по времени процессу образования новых пузырьков. Вторая причина — возникновение участков течения (лагранжевых ячеек) с однородным давлением ниже насыщения и, как следствие, с постоянной скоростью потока в соответствии с уравнением (3). В этих условиях перегретая жидкость из метастабильного состояния переходит согласно уравнению (9) в равновесное двухфазное состояние, и избыток внутренней энергии жидкости, обусловленный ее перегревом, тратится на образование пара.

После превышения объемным паросодержанием α_2 критической величины α_{2*} в расчетных лагранжевых ячейках зарождение новых пузырьков прекращается (все центры зарождения в виде неоднородных примесных частиц задействованы в процессе образования пузырьков), и кипение происходит уже за счет роста радиуса пузырьков с переходом к равновесному режиму двухфазного течения с газодинамическими особенностями, согласно подходу [4, 5], в соответствии с (1)–(9) при $T > T_s(p)$.

Метод решения

Начальные и граничные условия для рассматриваемой задачи соответствуют схеме проведения эксперимента [7]:

$$t = 0: \quad 0 \leq r \leq L: \quad v(r) = 0, \quad p(r) = p_0 = 7 \text{ МПа}, \quad T_0 = 515 \text{ К}, \quad L = 4,1 \text{ м}; \quad (11)$$

$$\rho_1^0(r) = \rho_1^0(p_0, T_0), \quad \rho_2^0(r) = \rho_2^0(p_0, T_0);$$

$r = 0: \quad v(t, 0) = 0$ — условие жесткой стенки; $r = L: \quad p(t, L) = p_{cs}$ — давление на контактной поверхности парожидкостной смеси и воздуха¹.

¹ Давление на контактной поверхности пароводяной смеси и воздуха $p_{cs} = 0,2$ МПа получено при численном моделировании начальной стадии процесса истечения с измененными условиями (11) за счет добавления слоя воздуха со стороны левой границы трубы: $t = 0: \quad L \leq r \leq L + L_{\text{air}}, \quad v(r) = 0, \quad T_0 = 293 \text{ К}, \quad p(r) = 0,1 \text{ МПа}, \quad \rho_{\text{air}}^0(r) = \rho_{\text{air}}^0(p_0, T_0)$. Для описания термодинамических свойств воздуха использовалось уравнение состояния совершенного газа азота [3]. В такой постановке после разгерметизации в результате распада разрыва в воздушный слой распространяется волна сжатия, а в газожидкостную смесь — волна разгрузки, формируя область течения с давлением p_{cs} , выбранным в качестве граничного условия для основной задачи (11).

Число пузырей n определяется в зависимости от паросодержания α_2 и радиуса пузырьков:

$$\begin{aligned} \text{при } t = 0: \quad & \alpha_2(r, 0) = 10^{-11}, \quad n(r, 0) = 1,6 \times 10^9 \text{ м}^{-3}, \\ \text{при } t > 0: \quad & \alpha_2(r, t) \leq 0,25, \quad n(r, t) = 3\alpha_2(r, t)/4\pi a^3, \quad \text{где } a = 0,2 \times 10^{-6} \text{ м}, \\ & \alpha_2(r, t) > 0,25, \quad n(r, t) = 3,5 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}, \quad a = \sqrt[3]{3\alpha_2(r, t)/4\pi n(r, t)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Система уравнений (1–5) с замыкающими соотношениями для давления и внутренней энергии (6–8), кинетическими соотношениями (9, 10), начальными и граничными условиями (11, 12) решалась методом сквозного счета на явной разностной сетке методом прямых. В отличие от использования эйлерова подхода, когда исследуется течение внутри трубы [1, 4, 6], в настоящей работе лагранжево описание процесса в сочетании с применяемым сквозным методом расчета позволило получить полную картину нестационарных волновых явлений, протекающих как внутри, так и снаружи трубы, начиная с момента разгерметизации вплоть до полного истечения вскипающего теплоносителя, поскольку при лагранжевом описании удастся корректно задать граничные условия, сохраняющие общий баланс импульса и энергии во всей области течения, и решить задачу о распаде разрыва, возникающую в момент мгновенной разгерметизации трубы.

Обсуждение результатов численного моделирования

На рис. 1 представлены расчетные профили давления всей области течения в моменты времени, указанные в миллисекундах относительно линейных эйлеровых координат внутри трубы, где находилась изначально вода под высоким давлением, и в логарифмических координатах, определяющих характеристики течения за пределами начального размера трубы, являющихся продолжением линейных осей для $x \geq 4,1$ м. В моменты времени 1, ..., 4 мс представлены расчеты быстрой стадии истечения в соответствии с кинетикой (9) при условии неравновесности (10), (12). В результате распада разрыва после разгерметизации внутрь трубы распространяется волна разрежения, а за ее пределы происходит истечение вскипающего потока, газосодержание которого превышает $\alpha_2 > 80\%$ (см. рис. 2). Давление на выходе трубы (на участке K) устанавливается $\sim 1,8$ МПа (рис. 1). Для $t = 3$ мс на рис. 1 показано сравнение расчетов, полученных в настоящей работе, с экспериментом [7] и расчетами по неравновесной модели [1]. В быстрой волне разрежения

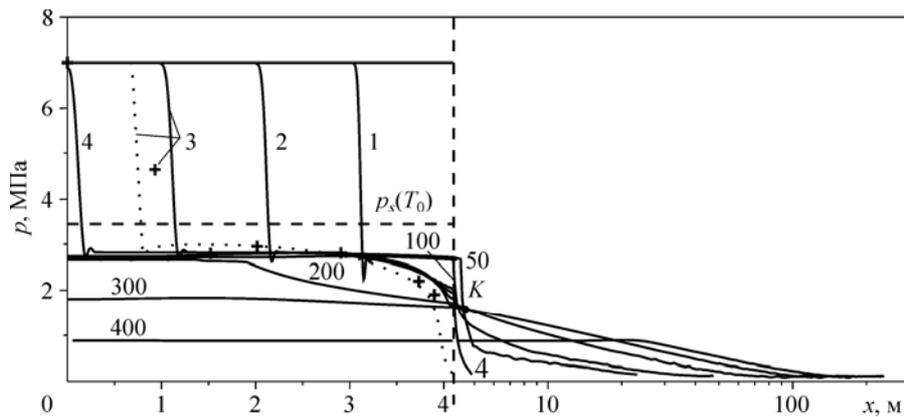


Рис. 1. Сплошные линии — расчетные профили давления p в системе эйлеровых координат в моменты времени, указанные в мс.

Символы — экспериментальные данные [7] в момент времени 3 мс; линии: пунктирная — расчет по неравновесной модели [1], штриховая — давление насыщения.

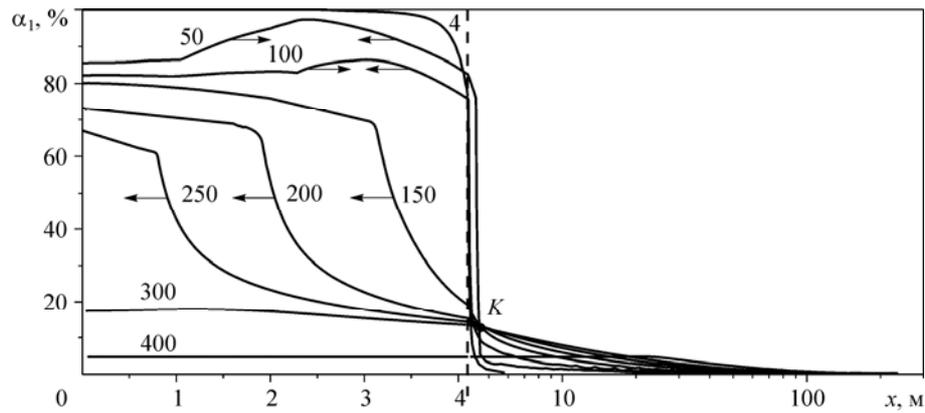


Рис. 2. Расчетные профили объемного содержания жидкой фазы α_1 в системе эйлеровых координат в моменты времени, указанные в мс.

режим адиабатической разгрузки имеет определяющее влияние на уменьшение температуры и плотности жидкости по сравнению с интенсивностью массо- и теплообменных процессов на рассматриваемой стадии истечения. При взаимодействии быстрой волны разрежения с закрытым концом трубы давление падает ниже 2,8 МПа, и сильно перегретая жидкость вскипает, что приводит к росту паросодержания, сопровождающемуся подъемом давления, в итоге отраженная от закрытого конца трубы волна разрежения имеет небольшой перепад давления $\sim 0,1$ МПа. На рис. 1, 2 в момент времени $t = 50$ мс показан профиль волны медленного кипения, сформировавшийся около закрытого конца трубы.

После прохождения быстрой волны разрежения ($t \geq 5$ мс), когда в трубе устанавливается однородное давление ниже давления насыщения ($p_s(T_0) = 3,4$ МПа) с постоянной скоростью потока, жидкость находится в перегретом состоянии [7]. В этих условиях в лагранжевых ячейках поведение двухфазной системы вода–пар описывается уравнением кинетики парообразования (9) с учетом (10) и (12) в режиме однородного распределения давления и массовой скорости, когда избыток внутренней энергии жидкости, обусловленный ее перегревом, тратится на образование пара. На рис. 1–5 рассматриваемая стадия процесса показана распределением контролируемых параметров, начиная с момента времени $t > 50$ мс. Распространение и взаимодействие волн кипения хорошо видно на рис. 2 в виде профилей

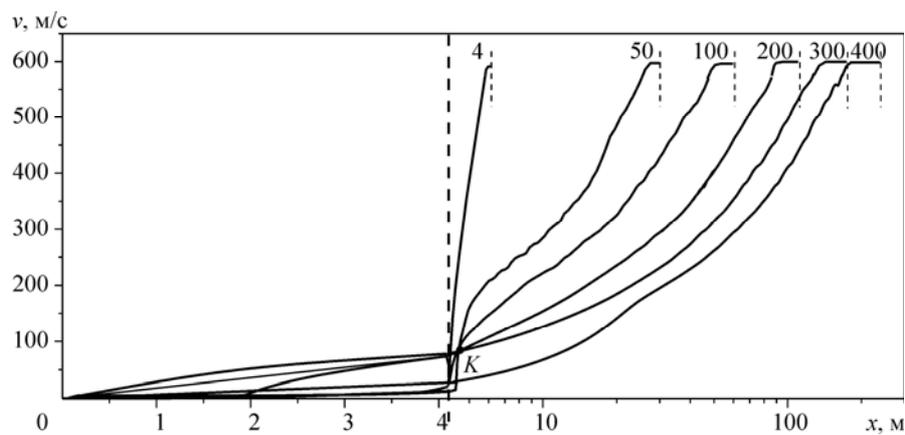


Рис. 3. Расчетные профили массовой скорости v и положение контактной границы пароводяной смеси и воздуха (пунктир) в системе эйлеровых координат в моменты времени, указанные в мс.

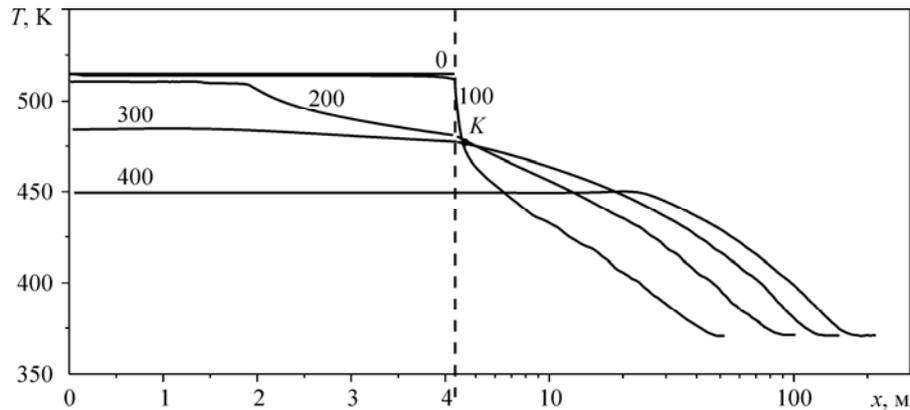


Рис. 4. Расчетные профили температуры T в системе эйлеровых координат в моменты времени, указанные в мс.

объемного содержания жидкой фазы α_1 . На этом рисунке стрелками показано направление движения медленных волн кипения. Процесс медленного кипения в расчетной лагранжевой области происходит в условиях фазового перехода вода–пар с учетом энергетических и массообменных процессов в соответствии с уравнениями (1)–(10), он характеризуется ростом паросодержания (рис. 2) за счет образования новых пузырьков и, как показали расчеты, количество пузырьков возрастает, начиная с $n = 1,6 \times 10^9 \text{ м}^{-3}$ при $t = 0$ до величины $n = 3,5 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}$ при ограничении радиуса пузырей $a \leq 0,2 \times 10^{-6} \text{ м}$. Процесс парообразования сопровождается охлаждением (рис. 4) и уменьшением средней плотности пароводяной смеси (рис. 5, *a*). Затраты внутренней энергии жидкой фазы на парообразование в рамках однодавленческой модели приводит к некоторому увеличению плотности жидкости (напомним здесь об отмеченной выше начальной стадии истечения — быстрой волне разрежения, когда плотность жидкости уменьшалась при снижении давления) (рис. 5, *b*) и к падению плотности пара (рис. 5, *c*). Таким образом, в областях течения, где идет процесс неравновесного медленного кипения, парожидкостная среда постепенно переходит в равновесное двухфазное состояние. Проведенное численное исследование показало, что интенсификация кипения за счет роста радиуса пузырьков $a(r, t) > 0,2 \times 10^{-6} \text{ м}$ при постоянном числе пузырьков $n(r, t) = 3,5 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}$ происходит уже в равновесном режиме, когда объемное паросодержание $\alpha_2(r, t) > 0,25$ и отсутствует перегрев жидкости, обусловленный капиллярными силами $\Delta T_s \rightarrow 0$ (т. к. $2\sigma/a \rightarrow 0$ при неограниченном росте радиуса пузырька).

Обратимся к анализу режимов течения, полученных в расчетах для внешнего участка трубы, куда устремляется вскипающий поток после разгерметизации в условиях предположения о сохранении одномерности процесса истечения. Рассмотрим участок трубы длиной $\sim 0,5 \text{ м}$, непосредственно примыкающий к открытому концу трубы до узловой точки K , помеченной на рис. 1–5. В течение времени процесса $t < 100 \text{ мс}$ на указанном участке поддерживается сверхзвуковой режим истечения (рис. 3), когда скорость потока v превышает скорость волны разрежения, распространяющейся со скоростью звука² $v \geq C_f$, что подтверждает установление

² Оценки замороженной скорости звука C_f в двухфазной пароводяной системе были проведены с использованием уравнения состояния [8] в приближении допущения о гомогенности среды по уравнению Вуда [12]. Для объемного паросодержания $\alpha_2 \approx 0,8$ давления $p = 2,8 \text{ МПа}$ и температуры $T = 510 \text{ К}$ была получена следующая величина: $C_f \approx 82 \text{ м/с}$.

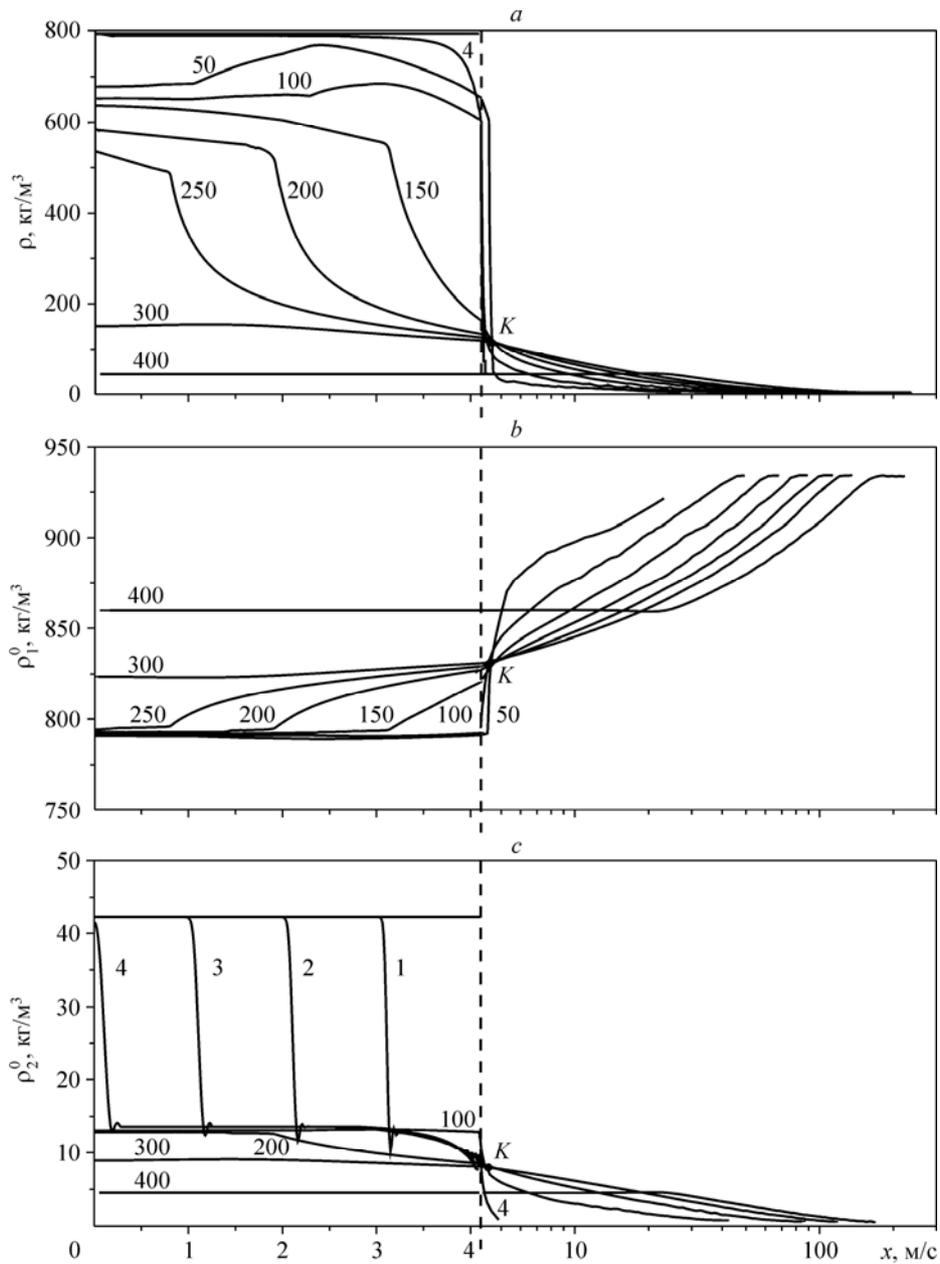


Рис. 5. Расчетные профили средней плотности ρ (a), плотности жидкой ρ_1^0 (b) и газовой ρ_2^0 (c) фаз в системе эйлеровых координат в моменты времени, указанные в мс.

режима запираания, когда на этом участке истечения образуется и сохраняется высокий градиент давлений (рис. 1), поддерживаемый интенсивным вскипанием (инверсией пузырьковой структуры потока в парокапельную (рис. 2)) и значительным ускорением пароводяной смеси, вследствие которого волна разрежения сносится потоком и не достигает внутреннего участка трубы. Инверсия потока определяется, как и в работе [1], только величиной паросодержания при $\alpha_2 \sim 0,7 \div 0,8$. На рис. 3 в указанные моменты времени штриховой линией показано положение контактной границы пароводяной смеси и воздуха, скорость которой достигает

~ 600 м/с. Возрастание скорости потока происходит при росте паросодержания α_2 на внешнем участке трубы (ср. с рис. 2). По мере дальнейшего увеличения α_2 процесс истечения переходит в завершающую стадию: скорость потока на участке до узловой точки K ослабевает, и волна разрежения устремляется внутрь трубы (см. расчетные зависимости на рис. 1–5 в моменты времени 100, 150, ..., 400 мс). Наблюдаемая на этой стадии интенсификация кипения, при которой α_2 возрастает от 0,25 до 0,8, характеризует процесс неограниченного роста радиуса пузырьков и инверсию потока в парокапельный при $\alpha_2 > 0,8$. После $t > 300$ мс внутри трубы формируется низкоскоростной режим истечения, принимающий максимальное значение на выходе из трубы ~ 60 м/с, и ниспадающий до 20 м/с при $t = 400$ мс.

Полученный результат для внутреннего участка трубы согласуется с экспериментальными данными [7], в которых приведены осциллограммы давления, фиксируемые датчиками в сечениях, удаленных от закрытого конца трубы на расстояния: 3,9; 3; 2; 1,5 и 0,08 м и временная зависимость объемного паросодержания на расстоянии 1,5 м. Сравнение проведенных расчетов с экспериментальными осциллограммами [7] для зависимостей от времени давления и объемного паросодержания в контролируемых сечениях трубы показано на рис. 6, *a*, *b* (кривые 1–5). Рис. 6, *b* дополнен расчетами [6] по модели кипения с учетом дробления пузырьков.

Распределение давления на внешнем участке трубы, начиная с участка разгерметизации до границы потока, уменьшается от 1,7 МПа до давления на контактной поверхности пароводяной смеси и воздуха $p_{cs} = 0,2$ МПа. С момента времени $t > 300$ мс, когда процесс образования парокапельной структуры охватывает всю область течения, внутри трубы устанавливается однородное давление, которое медленно снижается и достигает 0,5 МПа при $t = 400$ мс.

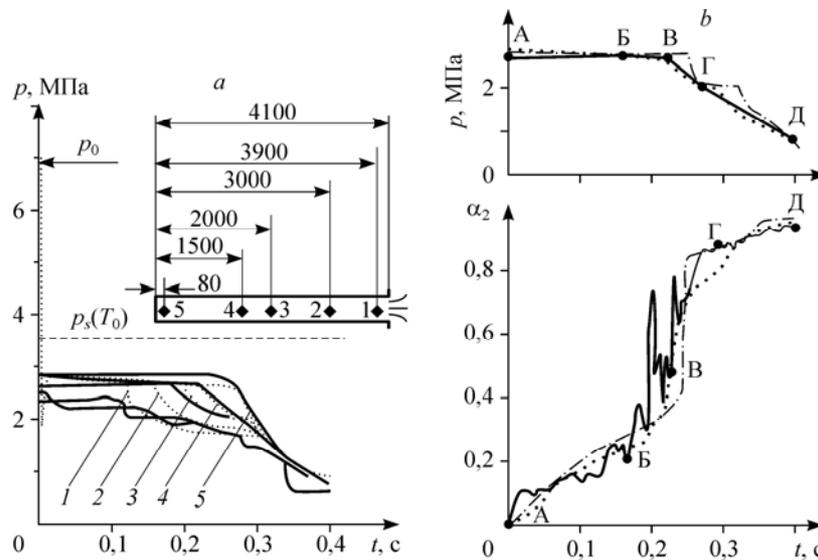


Рис. 6. Экспериментальные [7] (сплошные линии) и расчетные (пунктир) временные зависимости давления в сечениях, удаленных от закрытого конца трубы на расстояния, 3,9 (1), 3 (2), 2 (3), 1,5 (4) и 0,08 (5) м (*a*), а также давления p и объемного паросодержания α_2 в сечении, удаленном на 1,5 м от закрытого конца трубы (штрихпунктирная линия соответствует модели кипения с дроблением пузырьков [6]) (*b*).

А, Б, В, Г, Д — точки из экспериментальных данных, соответствующие одному и тому же моменту времени на графиках давления и газосодержания.

Следует отметить, что рассматриваемая задача решалась без учета гидравлического трения. Указанное приближение приводит к некоторому завышению скорости потока на внешнем участке трубы на завершающей стадии истечения.

Заключение

В настоящей работе рассмотрены нестационарные процессы истечения вскипающей жидкости при разгерметизации трубы высокого давления, для исследования которых предложена модель вскипающей жидкости на основе уравнений гидродинамики двухфазной парожидкостной смеси в переменных Лагранжа в приближении равенства давлений, температур и массовых скоростей фаз с учетом фазового перехода вода–пар с физически обоснованными кинетическими параметрами для всех режимов парообразования. Для наиболее точного описания термодинамических свойств кипящей жидкости было использовано уравнение состояния воды и пара в аналитической форме [8], согласующееся с экспериментальными данными в широком диапазоне изменения термодинамических параметров.

Расчеты показали, что после прохождения быстрой волны разгрузки (~ 5 мс) и установления однородного давления внутри трубы, в соответствии с экспериментальными наблюдениями [7], вода переходит в метастабильное перегретое состояние. В областях перегретого состояния поддерживается режим неравновесного истечения, который предполагается связанным с капиллярными явлениями на межфазной поверхности, когда рост радиуса пузырьков ограничен, а увеличение объемного паросодержания происходит за счет зарождения новых пузырьков на посторонних гетерогенных примесных частицах, неоднородность которых приводит к растянутому по времени процессу образования новых пузырьков. В этих условиях перегретая вода из метастабильного состояния переходит в равновесное двухфазное состояние, и избыток внутренней энергии жидкости, обусловленный ее перегревом, тратится на образование пара. После превышения объемным паросодержанием α_2 предельной величины $\alpha_{2*} \approx 0,25$, зарождение новых пузырьков прекращается, и процесс кипения происходит при росте пузырьков в равновесном режиме двухфазного течения, сопровождающимся неограниченным ростом радиуса пузырьков до пенной структуры и инверсией пузырьковой смеси в парокпельное состояние.

В ходе анализа полученных расчетных данных для внешнего участка трубы, непосредственно примыкающего к зоне разгерметизации, наблюдается формирование сверхзвуковой скорости истечения потока, который поддерживается в течение времени процесса до $t < 100$ мс. Это объясняет установление режима запиранья потока, когда на рассматриваемом участке истечения образуется и сохраняется высокий градиент давлений, поддерживающийся интенсивным вскипанием и значительным ускорением потока, не позволяющим волне разрежения достигать внутреннего участка трубы.

Проведенные численные исследования показали удовлетворительное согласование с экспериментальными данными [7] на начальной быстрой стадии истечения после разгерметизации (рис. 1) и с экспериментальными осциллограммами для зависимостей от времени давления и объемного паросодержания в контролируемых сечениях внутреннего участка трубы (рис. 6). Преимущества предлагаемой модели с использованием лагранжева подхода в сочетании с применяемым сквозным методом счета позволили рассчитать все стадии процесса единым методом без выделения отдельных областей течения и получить подробную картину нестационарных волновых явлений, протекающих как на внутреннем, так и на внешнем участках трубы, начиная с момента разгерметизации вплоть до полного истечения вскипающего теплоносителя.

Обозначения

| | |
|---|---|
| D, L — диаметр и длина трубы, | $p^{(p)}, p^{(T)}$ — упругая и тепловая составляющие давления, |
| $i = 1, 2$ — нижние индексы, относящиеся к жидкой и паровой фазам смеси соответственно, | Γ — функция Грюнайзена, |
| α_i — объемное содержание i -й фазы, | A, K, b, ξ, β — константы уравнения состояния, |
| α_{2*} — характерная величина объемного паросохранения, | ξ_V — изохорический коэффициент давления, |
| ρ_{0i}^0, ρ_i^0 — начальное и текущее значения истинной плотности i -й фазы, | c_{Vi} — удельная теплоемкость при постоянном объеме i -й фазы, |
| ρ_0, ρ — начальная и текущая средние плотности смеси, | c_{p1} — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении, |
| ρ_i — приведенная плотность i -й фазы, | T_0, T — начальная и текущая температуры, |
| ρ_{0is} — истинная плотность i -й фазы на линии насыщения, | v — массовая скорость, |
| V_i^0 — текущее значение удельного объема i -й фазы, | C_f — “замороженная” скорость звука, |
| t, r, x — время, лагранжева и эйлера координаты, | p_s, T_s, l_s — давление и температура насыщения, теплота парообразования, |
| J_{12} — кинетика фазового перехода вода–пар, | T_*, T_{**}, p_* — константы зависимости температуры насыщения от давления, |
| $e, e^{(p)}, e^{(T)}$ — полная, упругая и тепловая составляющие внутренней энергии, | T_{cr}, h_* — константы, определяющие теплоту парообразования, |
| e_i — внутренняя энергия i -й фазы на линии насыщения, | a — радиус пузырька, |
| $e^{(ch)}$ — константа согласования внутренних энергий фаз, | n — число пузырьков, |
| p_0, p — начальное и текущее давление, | Nu — число Нуссельта, |
| | λ_1 — коэффициент теплопроводности, |
| | Ja — число Якоба, |
| | σ — коэффициент поверхностного натяжения. |

Список литературы

1. Нигматулин Б.И., Сопленков К.И. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости из каналов в термодинамически неравновесном приближении // ТВТ. 1980. Т. 18, № 1. С. 118–131.
2. Ardron К.Н. A two-fluid model for critical vapor-liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. 1978. Vol. 4. P. 323–337.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред: в 2 ч. М.: Наука. 1987.
4. Ивандяев А.И., Губайдуллин А.А. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости в термодинамически равновесном приближении // ТВТ. 1978. Т. 16, № 3. С. 556–562.
5. Шагапов В.Ш., Галеева Г.Я. Опорожнение каналов и емкостей, сопровождаемое вскипанием // ТВТ. 2010. Т. 48, № 3. С. 409–418.
6. Ивашнев О.Е. Самоподдерживающиеся ударные волны в неравновесно кипящей жидкости // Автореферат дисс. на соискание уч. степ. д-ра физ.-мат. наук. 05200951155. Москва. 2009. 40 с.
7. Edwards A.R., O'Brien T.P. Studies of phenomena connected with the depressurization of water reactors // J. of The British Nuclear Energy Society. 1970. Vol. 9, No.1–4. P. 125–135.
8. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // ТВТ. 2011. Т. 49, № 2. С. 310–313.
9. Лабунцов Д.А., Кольчугин Б.А., Головин В.С., Захарова Э.А., Владимиров Л.Н. Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давлений // ТВТ. 1964. Т. 2, № 3. С. 446–452.
10. Scriven L.E. On the dynamics of phase growth // Chem. Eng. Sci. 1959. Vol. 1. P. 1–13.
11. Вахитова Н.К., Шагапов В.Ш. О распространении малых возмущений в парожидкостных пузырьковых средах // Прикладная механика и техническая физика. 1984. № 5. С. 34–43.
12. Уоллис Г.Б. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир. 1972. 440 с.

Статья поступила в редакцию 2 июня 2011 г.,
после переработки — 25 ноября 2011 г.