

УДК 532.529:5

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2024.1.4

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТЕПЕНИ ПЕРЕГРЕВА НА ЭВОЛЮЦИЮ СТРУИ ЖИДКОГО АЗОТА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ В ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ

© В. А. Коробчинская^{1,2}

¹Уфимский университет науки и технологий
Россия, Республика Башкортостан, 450076 г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32.

²Институт механики им. Р. Р. Мавлютова, УФИЦ РАН
Россия, Республика Башкортостан, 450054 г. Уфа, пр. Октября, 71.

Email: buzina_lera@mail.ru

Исследуется нестационарный процесс истечения жидкого азота через коническое сопло при разгерметизации камеры высокого давления. Для описания процесса принята двухфазная пространственная осесимметричная модель парожидкостной смеси в двухтемпературном, однодавленческом, односкоростном приближении, учитывающая неравновесные процессы испарения и конденсации. Интенсивность фазового перехода зависит от числа и радиуса пузырьков, степени перегрева по температуре, теплоты парообразования, коэффициента теплопроводности и чисел Нуссельта и Якоба. Исследована эволюция вскипания струи жидкого азота в области криогенных температур в зависимости от различных начальных условий. Проанализировано влияние степени перегрева на угол распыления струи. Верификация разработанного численного метода оценена путем сопоставления с экспериментальными данными.

Ключевые слова: вскипающая струя жидкого азота, криогенные температуры, вакуумная камера, численное моделирование.

Введение

Результаты исследования по истечению вскипающих жидкостей из труб и сопел широко применяются в различных технологических процессах современной энергетики, нефтегазовой промышленности. В ракетной технологии понимание процессов истечения вскипающих криогенных жидкостей критически важно для конструирования двигателей, работающих в условиях космического пространства [1], в медицине – при криоабляции с высокоточным контролем скорости и температуры [2]. В таких режимах рабочие жидкости имеют очень низкие температуры кипения, что вызывает особые трудности при проведении экспериментальных исследований.

Для целей настоящего исследования рассматривается экспериментальная работа по вскипанию струй жидкого азота [3], в которой изучена эволюция угла распыления с увеличением перегрева и уменьшением диаметра капель во вскипающих струях жидкого азота и показано изменение распределения скоростей и диаметра капель при постоянных условиях впрыска.

Численные исследования, близкие к рассматриваемой задаче о критическом истечении парожидкостных струй, были проведены в [4–6]. В настоящей работе продолжаются исследования [5–6], начатые в [7–8], в которых изучается эволюция формирующейся вскипающей струи криогенного жидкого азота при разгерметизации камеры высокого давления в вакуумную атмосферу в условиях, близких к экспериментам [3]. Проведено численное исследование режимов истечения при различных степенях перегрева для начальных и граничных условий, аналогичных экспериментам [3].

Постановка задачи и описание моделируемого эксперимента

В работе [3] были проведены исследования по формированию струи вскипающего жидкого азота при истечении в вакуумную камеру при условиях криогенных температур. Схема экспериментальной установки показана на *рис. 1*. Система состоит из цилиндрического сосуда высокого давления объемом 0.5 л, инжекторного блока с пневматическим клапаном подачи, промежуточного трубопровода с соплом инжектора диаметра $D_{inj} = 1 \cdot 10^{-3}$ м и вакуумной камеры. Все подсистемы окружены охлаждающей средой (жидким азотом) для обеспечения равномерного распределения температуры от резервуара к соплу. Динамические датчики давления и температуры обеспечивали контроль температуры охлаждающей среды и измерения параметров впрыска формирующихся струй. Вакуумный резервуар представлял собой цилиндрическую камеру с внутренним радиусом $R = 0.15$ м и высотой $L = 0.225$ м от выходного отверстия сопла до ее дна.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки [3].

В экспериментах [3], выбранных для исследования, начальные температура и давление в сосуде высокого давления равны:

$$T_{inj} = 82.5 \text{ К}, p_{inj} = 4 \cdot 10^5 \text{ Па},$$

противодавление p_c и степень перегрева $R_p = p_s(T_{inj})/p_c$, в зависимости от моделируемых экспериментов 1 и 2 соответственно:

$$p_{c1} = 560 \cdot 10^2 \text{ Па}, R_{p1} = 3.2, \quad (1)$$

$$p_{c2} = 256 \cdot 10^2 \text{ Па}, R_{p2} = 7.0. \quad (2)$$

При численном моделировании геометрические размеры (длина x и радиус y) выбраны, как и в [3]: цилиндрический сосуд высокого давления имеет размер $x_h = 0.136$ и $y_h = 0.034$, промежуточный трубопровод – $x_l = 0.12$ и $y_l = 7 \cdot 10^{-3}$, коническое сопло – $x_s = 0.03$ и $y_s = 0.5 \cdot 10^{-3}$, вакуумная камера – $x_v = 0.225$ и $y_v = 0.15$ (размеры указаны в м).

Уравнения модели парожидкостной смеси с учетом фазовых переходов

В настоящей работе проведено численное исследование рассматриваемых экспериментов с использованием разработанной в [7; 9–10] модели парожидкостной смеси, которая включает уравнения сохранения массы, импульса, энергии каждой фазы, учитывающая межфазный конвективный теплообмен и неравновесные массообменные процессы испарения и конденсации в двухтемпературном, однодавленческом, односкоростном приближении:

– уравнения неразрывности фаз смеси:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \mathbf{v}) = J_{ij}, \quad (3)$$

– уравнения сохранения импульса фаз:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i \mathbf{v})}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\alpha_i \nabla p + \text{div}(\alpha_i \boldsymbol{\tau}_i) + J_{ij} \mathbf{v}, \quad (4)$$

$$\boldsymbol{\tau}_i = \mu_i (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} (\mu_i \text{div} \mathbf{v}) \mathbf{I},$$

– уравнения сохранения энергии фаз:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i E_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i E_i \mathbf{v}) = -p \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} - \text{div}(\alpha_i \mathbf{v} p) + \text{div}(\alpha_i \gamma_{i,eff} \nabla h_i) + K_{ht} (T_j - T_i) + l_s J_{ij}. \quad (5)$$

В уравнениях (3)–(5) использовались следующие обозначения: ρ_i – плотность, T_i – температура, α_i – объемное содержание, \mathbf{v} – вектор массовой скорости, J_{ij} – скорость массообмена между i -й и j -й фазами, p – давление, $\boldsymbol{\tau}_i$ – тензор вязких напряжений, c_{p_i} , c_{v_i} – удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, μ_i – динамическая вязкость, $E_i = e_i + K_i$ – полная, внутренняя и кинетическая энергии, γ_i – температуропроводность, $\gamma_{i,eff} = \gamma_i \frac{c_{p_i}}{c_{v_i}}$ – эффективная температуропроводность, h_i – энтальпия; K_{ht} – коэффициент теплообмена, l_s – теплота парообразования/конденсации. Нижние индексы $i, j = 1, 2$ – соответствуют жидкой (l) и газовой фазам (g) ($i \neq j$).

Термодинамические свойства газа–азота описываются уравнением состояния Пенга-Робинсона [11]:

$$p_g = \frac{RT_g}{V_m - b} - \frac{a(T_g)}{V_m(V_m + b) + b(V_m - b)}, \rho = \frac{p_g}{Z(p, T)RT_g},$$

$$a = 0.45724 \frac{R^2 T_{cr}^2}{p_{cr}} \alpha(T_r, \omega), b = 0.0778 \frac{RT_{cr}}{p_{cr}}, T_r = \frac{T_g}{T_{cr}}, \quad (6)$$

$$\alpha = (1 + \kappa(1 - T_r^{0.5}))^2, \kappa = 0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2,$$

где T_{cr} , p_{cr} – критические значения температуры и давления газа, V_m – молярный объем, R – универсальная газовая постоянная, ω – ацентрический фактор Питцера, $Z(p, T)$ – коэффициент сжимаемости.

Термодинамические свойства жидкого азота описываются по аналогии с [12–13] линейным по температуре и плотности уравнением состояния: $\rho = p/(\Gamma c_{vl}T) + \rho_0$, где Γ – коэффициент Грюнайзена, найденный в соответствии со скоростью звука $C_l = 780.3$ м/с при давлении $p_s = 1.7 \cdot 10^5$ Па и температуре $T_s = 82.5$ К [13]. Полагается, что плотность ρ_0 соответствует температуре $T = 0$ К [14].

Экспериментальные данные для азота [13] для давления насыщения $p_s(T)$ и теплоты парообразования $l_s(T)$ аппроксимированы в виде отношений [15]:

$$p_s(T) = p_* \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right), l_s(T) = l_* \left(\left(\frac{T_{cr}}{T} - 1 \right)^\varphi - \exp\left(-\frac{T - T_1}{T_2}\right) \right), \quad (7)$$

где $p_* = 7.4 \cdot 10^8$ Па, $T_* = 683$ К, $l_* = 2.52 \cdot 10^5$ Дж/кг, $T_{cr} = 126$ К, $\varphi = 0.31$, $T_1 = 26.5$ К, $T_2 = 20$ К.

Скорость испарения J_{lg} в соответствии с [16], предполагается зависящей от числа n и радиуса a пузырьков, температуры насыщения $T_s(p)$, теплоты парообразования $l_s(T)$ (7), коэффициента теплопроводности λ_l и числа Нуссельта Nu :

$$J_{lg} = 2\pi a n Nu \frac{\lambda_l (T - T_s(p))}{l_s(T)}. \quad (8)$$

В уравнении (8) для числа Нуссельта Nu , зависящего от числа Якоба Ja , используется аппроксимация [17], полученная на основе решения [18]:

$$Nu = \frac{12}{\pi} Ja \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6Ja} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6Ja} \right], Ja = \frac{c_{pl}(T - T_s(p))\rho_l}{l_s(T)\rho_g}.$$

В работе предполагается, что фазовый переход жидкость–пар происходит в условиях неравновесного перегретого состояния, когда температура среды превышает температуру насыщения [16]: $T > T_s(p) + \Delta T_s$, где ΔT_s – степень перегрева по температуре.

На начальной стадии неравновесного процесса истечения объемное содержание паровой фазы увеличивается за счет зарождения новых пузырьков при ограниченном росте их радиуса [16]. Количество пузырьков n зависит от паросодержания α_g и радиуса пузырьков a . При вскипании жидкого азота на центрах кипения, обусловленных неоднородными примесными частицами, были выбраны эмпирические параметры [7], имеющие соответствие с экспериментальными данными [3]: если $\alpha_g \leq 0.25$, то $n = 3\alpha_g / (4\pi a^3)$ при $a = 6.5 \cdot 10^{-6}$ м.

При дальнейшем увеличении паросодержания в азоте, когда задействованы все центры образования пузырьков, кипение происходит уже в равновесном режиме при постоянном числе пузырьков n за счет увеличения радиуса a при следующих параметрах [7]: если $\alpha_g > 0.25$, то $n = 4 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ при $a = (3\alpha_g / (4\pi))^{1/3}$.

На заключительной стадии, как и в [7], когда $\alpha_g > 0.9$, интенсивность кипения характеризуется процессом неограниченного роста радиуса пузырьков и образованием парокапельной системы, т.е. структура двухфазного потока трансформируется из пузырькового режима в парокапельный с диаметром капель $d = 28 \cdot 10^{-6}$ м, что соответствует экспериментальным данным [3].

Анализ результатов исследования

Модель парожидкостной смеси, определяемая уравнениями (3)–(8), была численно реализована в пакете вычислительной гидродинамики [13] с использованием разработанного авторами решателя, симулирующего процесс нестационарного пространственного осесимметричного истечения вскипающей струи. Для обеспечения точности численных решений использовалась адаптивная сгущающаяся сетка в области тонкого сопла с применением утилиты blockMesh. Устойчивость решения при интегрировании по времени определялась числом Куранта, заданным в утилите controlDict с начальным временным шагом $\Delta t = 1 \cdot 10^{-9}$ с. На внутренних границах расчетной области применялось условие скольжения.

Результаты численного моделирования и соответствующие им экспериментальные данные [3] представлены на рис. 2–4.

На рис. 2а, 3а представлены экспериментальные фотографии по распылению струи жидкого азота в момент времени $t = 120$ мс для начальных температуры и давления впрыска $T_{inj} = 82.5$ К, $p_{inj} = 4 \cdot 10^5$ Па в зависимости от степени перегрева: $R_{p1} = 3.2$ (рис. 2а), $R_{p2} = 7.0$ (рис. 3а). На рис. 2б, 3б приведены расчетные распределения скоростей в условиях (1)–(2), аналогичных эксперименту. Показаны схемы определения угла распыления на удалении $x/D = 10$ и $x/D = 20$ от сопла по методике, предложенной в [3].

По представленным фрагментам расчетных полей скоростей для сформированной на момент времени $t = 120$ мс струи были получены оценки значений компонент массовых скоростей v_x^{calc} и v_y^{calc} , в сравнении с экспериментальными среднеарифметическими данными v_x^{exp} , v_y^{exp} [3].

В области, ограниченной координатами $y/D \approx 2$ и $x/D < 50$, расчетные среднеарифметические значения компонент скоростей для случая (1) составляют $v_x^{calc} \approx 10$ м/с и $v_y^{calc} \approx 0.5$ м/с; для (2) – $v_x^{calc} \approx 14$ м/с, $v_y^{calc} \approx 0.8$ м/с. Полученные расчетные оценки согласуются с соответствующими экспериментальными данными в указанных сечениях: $v_x^{exp} \approx 10$ м/с, $v_y^{exp} \approx 0.5$ м/с (эксперимент (1)); $v_x^{exp} \approx 14$ м/с, $v_y^{exp} \approx 0.8$ м/с (эксперимент (2)).

При измерении скоростей на оси струи при $y/D = 0$ и $x/D < 50$ установлено возрастание расчетных скоростей при увеличении степени перегрева: $v_x^{calc} \approx 30$ м/с в случае R_{p1} и $v_x^{calc} \approx 45$ м/с для R_{p2} .

Эволюция формы струи жидкого азота при повышении степени перегрева R_p более чем в 2.5 раза характеризуется увеличением угла распыления на $\sim 20\%$ (при $x/D < 2$) и возрастанием массовых скоростей $|\mathbf{v}(x, y)|$ в основном потоке вдоль оси симметрии на $\sim 50\%$ (при $x/D < 50$). Приведенные расчетные поля скоростей струйного потока (рис. 2b, 3b) качественно согласуются с экспериментальными фотографиями [3] (сравни с рис. 2a, 3a).

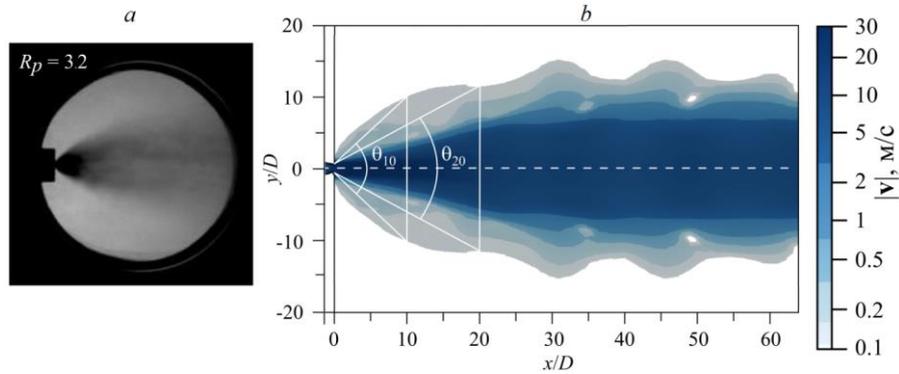


Рис. 2. Сравнение экспериментальной фотографии (a) и расчетного распределения поля скоростей (b) с отмеченными углами распыления [3] для струи жидкого азота при $t = 120$ мс, $R_{p1} = 3.2$ (1).

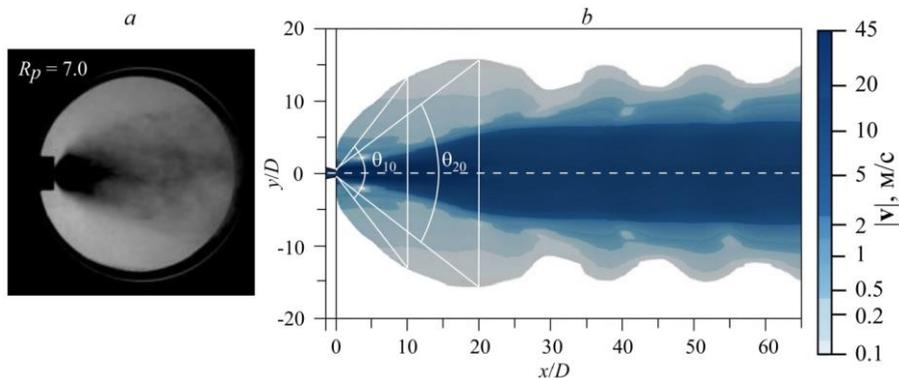


Рис. 3. Сравнение экспериментальной фотографии (a) и расчетного распределения поля скоростей (b) с отмеченными углами распыления [3] для струи жидкого азота при $t = 120$ мс, $R_{p2} = 7.0$ (2).

На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных точек и расчетных зависимостей угла распыления в сечениях, удаленных от сопла на расстояния x/D , при степенях перегрева $R_{p1} = 3.2$ и $R_{p2} = 7.0$. Углы распыления $\theta_{R_{p1}}^{exp}$ и $\theta_{R_{p2}}^{exp}$ в [3] получены с помощью алгоритма постобработки теневых изображений сформированной струи в момент времени $t = 120$ мс.

Расчеты показали, что в ближней зоне сопла ($x/D = 1$), где угол распыления наибольший, увеличение степени перегрева приводит к увеличению угла раскрытия струи с $\theta_{R_{p1}}^{calc} \approx 128^\circ$ (1) до $\theta_{R_{p2}}^{calc} \approx 154^\circ$ (2). Экспериментальные данные [3], соответствующие этому расстоянию: $\theta_{R_{p1}}^{exp} \approx 127^\circ$, $\theta_{R_{p2}}^{exp} \approx 152^\circ$. По мере удаления от сопла ($x/D = 20$) угол распыления уменьшается до $\theta_{R_{p1}}^{calc} \approx 52^\circ$ (1) и $\theta_{R_{p2}}^{calc} \approx 76^\circ$ (2), как и в эксперименте: $\theta_{R_{p1}}^{exp} \approx 52^\circ$, $\theta_{R_{p2}}^{exp} \approx 76^\circ$.

Проведенный численный анализ зависимости угла распыления струи от расстояния до сопла, полученной по модели (3)–(8) показал удовлетворительное согласование с экспериментальными данными [3].

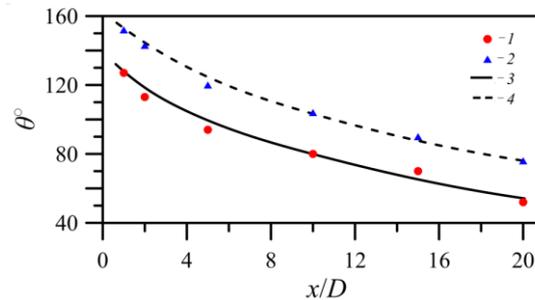


Рис. 4. Зависимость угла распыления θ° от расстояния x/D для степеней перегрева R_{p1} (1) и R_{p2} (2). 1, 2 – экспериментальные данные [3]; 3 – расчет для $R_{p1} = 3.2$, 4 – расчет при $R_{p2} = 7.0$.

Заключение

На основе двухфазной модели парожидкостной смеси в двухтемпературном, однодавленческом, односкоростном приближениях с кинетикой испарения, учитывающей переходные режимы от пузырькового течения к парокапельному, исследованы неравновесные массообменные процессы испарения и конденсации, возникающие при вскипании струи жидкого азота, истекающей из тонкого сопла в вакуумную атмосферу. Численная реализация предложенной модели осуществлена с помощью созданного авторами решателя в среде OpenFOAM. Получены расчетные распределения скоростей для двух степеней перегрева, аналогичных эксперименту [3]. В расчетах установлено, что увеличение степени перегрева приводит к увеличению угла распыления струи и возрастанию скоростей в основном струйном потоке. Проведен сравнительный анализ численных расчетов с представленными в [3] экспериментальными точками по значениям массовых скоростей и углов раскрытия струи, а также с фотографиями моделируемых экспериментов. Полученные численные расчеты имеют удовлетворительное согласие с экспериментальными данными [3].

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда №23-29-00309. URL: <https://rscf.ru/project/23-29-00309/>

ЛИТЕРАТУРА

- Liu X., Xue R., Ruan Y. et al. Effects of injection pressure difference on droplet size distribution and spray cone angle in spray cooling of liquid nitrogen // *Cryogenic*. 2017. Vol. 83. P. 57–63.
- Srivastava P., Kumar A. Characterization of performance of multihole nozzle in cryospray // *Cryobiology*. 2020. Vol. 96. P. 197–206.
- Rees A., Salzmann H., Sender J., Oswald M. Investigation of flashing LN₂-jets in terms of spray morphology, droplet size and velocity distributions // *Proceedings of the 8th EUCASS Conference, EUCASS2019-418*. 2019. P. 1–13.
- Болотнова Р. Х., Коробчинская В. А. Пространственное моделирование процесса формирования струи вскипающей воды при истечении из тонкого сопла // *Теплофизика и аэромеханика*. 2017. Т. 24. №5. С. 783–794.
- Bolotnova R. Kh., Korobchinskaya V. A., Faizullina E. A. Analysis the dynamic formation of a vapor supersonic jet under outflow from thin nozzle // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. Vol. 2103. Art. 012219–1–6.
- Болотнова Р. Х., Коробчинская В. А. Моделирование динамики струи при истечении через тонкое сопло водного флюида, находящегося в сверхкритическом состоянии // *Теплофизика и аэромеханика*. 2022. Т. 29. №3. С. 361–370.
- Bolotnova R. Kh., Korobchinskaya V. A., Gainullina E. F. Modeling the dynamics of a boiling liquid nitrogen jet under cryogenic temperatures // *Lobachevskii Journal of Mathematics*. 2023. Vol. 44. No. 5. P. 1579–1586.
- Болотнова Р. Х., Коробчинская В. А., Гайнуллина Э. Ф. Моделирование процесса истечения жидкого азота через коническое сопло в вакуумную камеру // *Письма в ЖТФ*. 2023. Т. 49. №24. С. 46–49.
- Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Гидродинамика. Т. VI. М.: Наука, 1986. 736 с.
- Peng D. Y., Robinson D. B. A new two-constant equation of state // *Industrial and Engineering Chemistry: Fundamentals*. 1976. Vol. 15. No. 1. P. 59–64.
- Нигматулин Р. И., Болотнова Р. Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // *Теплофизика высоких температур*. 2011. Т. 49. №2. С. 310–313.
- Сычев В. В., Вассерман А. А., Козлов А. Д. и др. Термодинамические свойства азота. М.: Изд-во стандартов, 1977. 352 с.
- OpenFOAM. The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox. URL: <http://www.openfoam.com>
- Bolotnova R. Kh., Gainullina E. F., Korobchinskaya V. A. Equation of state for liquid and gaseous nitrogen in cryogenic temperature range // *Lobachevskii Journal of Mathematics*. 2023. Vol. 44. No. 5. P. 1587–1592.
- Болотнова Р. Х., Бузина В. А., Галимзянов М. Н., Шагапов В. Ш. Гидродинамические особенности процессов истечения вскипающей жидкости // *Теплофизика и аэромеханика*. 2012. Т. 19. №6. С. 719–730.
- Лабунцов Д. А., Кольчугин Б. А., Головин В. С. и др. Исследование при помощи скоростной кинесъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давлений // *Теплофизика высоких температур*. 1964. Т. 2. №3. С. 446–452.
- Scriven L. E. On the dynamics of phase growth // *Chem. Eng. Sci.* 1959. Vol. 1. P. 1–13.

Поступила в редакцию 21.02.2024 г.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2024.1.4

**INFLUENCE OF INITIAL DEGREE OF SUPERHEAT ON EVOLUTION
OF LIQUID NITROGEN JET OUTFLOWING INTO VACUUM CHAMBER**© V. A. Korobchinskaya^{1,2}

¹*Ufa University of Science and Technology
32 Zaki Validi St., 450076 Ufa, Republic of Bashkortostan, Russia.*

²*Mavlyutov Institute of Mechanics, Ufa Federal Research Center of RAS
71 Oktyabrya Ave., 450054 Ufa, Republic of Bashkortostan, Russia.*

Email: buzina_lera@mail.ru

The non-stationary process of liquid nitrogen outflow through a conical nozzle during depressurization of a high-pressure chamber is investigated. To describe the process, a two-phase spatial axisymmetric model of a vapor-liquid mixture in two-temperature, single-pressure, single-velocity approximations is adopted, taking into account nonequilibrium evaporation and condensation processes. The intensity of the phase transition depends on the number and radius of bubbles, the degree of superheat in temperature, heat of vaporization, thermal conductivity coefficient and Nusselt and Jacob numbers. The evolution of boiling of liquid nitrogen jet in the cryogenic temperatures region depending on various initial conditions is investigated. The influence of degree of superheat on the jet spray angle is analyzed. The verification of developed numerical method is evaluated by comparison with experimental data.

Keywords: boiling jet of liquid nitrogen, cryogenic temperatures, vacuum chamber, numerical simulation.