03

Моделирование процесса вскипания струи жидкого азота при истечении через тонкое сопло в вакуум в условиях криогенных температур

© *Р.Х. Болотнова*[1], *Э.Ф. Гайнуллина*[1,2]

[1] Институт механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского федерального исследовательского центра РАН, Уфа, Россия
[2] Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия
E-mail: bolotnova@anrb.ru

Поступило в Редакцию 12 ноября 2024 г.
В окончательной редакции 28 ноября 2024 г.
Принято к публикации 28 ноября 2024 г.

Исследован процесс истечения жидкого азота из сосуда высокого давления в вакуумную камеру на основе двухфазной парожидкостной смесевой модели с учетом неравновесных процессов испарения и конденсации. Для описания термодинамических свойств азота применялось разработанное авторами новое широкодиапазонное аналитическое уравнение состояния. Скорость массообмена предполагалась зависящей от числа и радиуса пузырьков или капель, теплоты парообразования и степени перегрева. Рассмотрены особенности формирования поля скоростей струйного потока для степени перегрева по давлению 60. Полученные расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментом.

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

DOI: 10.61011/PJTF.2025.07.60067.20181

Вопросы истечения криогенных вскипающих жидкостей из сопел являются важным направлением в экспериментальных и теоретических исследованиях, поскольку понимание рассматриваемых процессов критически важно при конструировании ракетных двигателей для обеспечения их надежности и эффективности функционирования. В таких режимах низкие температуры кипения жидкостей существенно усложняют проведение экспериментов. Новые экспериментальные данные детально описывают динамику вскипания струй жидкого азота [1–3], что важно при моделировании и исследовании изучаемых процессов, а также для верификации разработанных моделей парожидкостных сред [4–6]. Настоящее исследование является продолжением цикла авторских работ [5,6], в которых изучались режимы истечения криогенного жидкого азота для различных степеней перегрева в рамках экспериментальных данных [1]. В настоящей работе используется разработанная авторами двухфазная модель парожидкостной смеси, включающая в отличие от [5,6] новое широкодиапазонное аналитическое уравнение состояния азота для жидкой и газовой фаз [7]. Численная реализация модели осуществлена в виде нового решателя в комплексе OpenFOAM [8]. Исследованы особенности формирующихся полей скоростей и распределений объемного содержания капель в расширяющемся струйном потоке для более высокой, чем в [5,6], степени перегрева $R_p = p_s(T_{inj})/p_c = 60$, где $p_s(T_{inj})$ — давление насыщения при температуре T_{inj} в камере высокого давления, p_c — противодавление в вакуумной камере. Эксперименты для таких режимов истечения проводились в [1,3] на установке, схема которой показана на рис. 1. Ее геометрические размеры, используемые в модельных расчетах, приведены в табл. 1. Начальные условия в выбранных для исследования экспериментах [1,3] представлены в табл. 2. Для условий 1 (табл. 2) в [1] получена фотография истечения вскипающей струи в момент времени 120 ms (рис. 2, *a*) с использованием высокоскоростной теневой съемки. Полученные в [3] для условий 2 (табл. 2) измерения пространственного распределения скоростей капель производились с применением системы фазовой доплеровской анемометрии (PDA) (рис. 3). В работах [1,3] принято, что эксперименты 1 и 2 (табл. 2) выполнены в одинаковых условиях в пределах допустимой погрешности и, следовательно, достаточно обосновано проведение совместного анализа обоих экспериментов 1 и 2.

Далее приведены основные уравнения пространственной двухфазной модели парожидкостной смеси в двухтемпературном, однодавленческом, двухскоростном приближениях с учетом контактного теплообмена и неравновесных массообменных процессов испарения и конденсации [9,10]:

уравнения сохранения массы i-й фазы

$$\frac{\partial(\alpha_i\rho_i)}{\partial t} + \mathrm{div}(\alpha_i\rho_i\mathbf{v}_i) = J_{ij}, \qquad (1)$$

уравнения сохранения импульса i-й фазы

$$\frac{\partial(\alpha_i\rho_i\mathbf{v}_i)}{\partial t} + \mathrm{div}(\alpha_i\rho_i\mathbf{v}_i\mathbf{v}_i) = -\alpha_i\nabla p + \mathrm{div}(\alpha_i\tau_i) + \mathbf{F}_{i,drag} + \mathbf{F}_{i,vm} + J_{ij}\mathbf{v}_i, \qquad (2)$$

Таблица 1. Геометрические размеры расчетной установки [1,3]

Размер	Камера высокого давления	Промежуточный трубопровод	Коническое сопло	Вакуумная камера
Длина x, m	0.136	0.12	0.03	0.225
Радиус y, m	0.034	$7 \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	0.15

Таблица 2. Начальные условия моделируемых экспериментов [1,3]

Эксперимент	Температура T_{inj} в камере высокого давления, K	Давление p_{inj} в камере высокого давления, Pa	Противодавление p_c, Pa	Степень перегрева $R_p = p_s(T_{inj})/p_c$
1 [1]	90.5	$5.5 \cdot 10^5$	$55 \cdot 10^2$	69
2 [3]	89.7	$4.4 \cdot 10^5$	$73 \cdot 10^2$	60

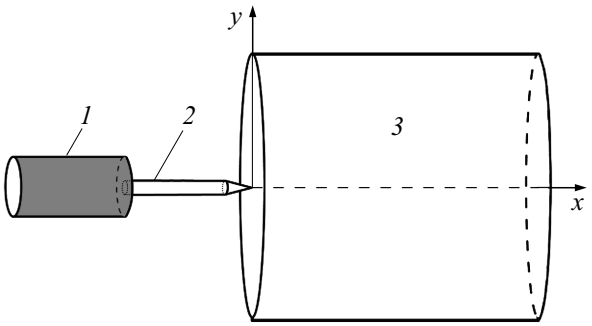


Рис. 1. Схема моделируемого эксперимента [1,3]. *1* — камера с жидким азотом, *2* — инжекторный блок, *3* — вакуумная система.

уравнения сохранения полной энергии i-й фазы

$$\frac{\partial(\alpha_i\rho_i E_i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\alpha_i\rho_i E_i\mathbf{v}_i) = \\ = -p\frac{\partial\alpha_i}{\partial t} - \operatorname{div}(\alpha_i\mathbf{v}_i p) - \operatorname{div}(\alpha_i\mathbf{v}_i\cdot\tau_i) \\ + \operatorname{div}(\alpha_i\gamma_{i,eff}\nabla h_i) + K_{ht}(T_j - T_i) + l_s J_{ij}. \qquad (3)$$

Сила присоединенных масс имеет вид

$$\mathbf{F}_{i,vm} = 0.5\alpha_l\rho_g\left(\frac{d_i\mathbf{v}_i}{dt} - \frac{d_j\mathbf{v}_j}{dt}\right).$$

Межфазное сопротивление описано моделью Шиллера–Науманна

$$\mathbf{F}_{i,drag} = \frac{3}{4}\alpha_l C_D\frac{\rho_g}{d_{l0}}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j)|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j|.$$

В уравнениях (1)–(3) использовались следующие обозначения: ρ_i — плотность, T_i — температура, α_i — объемное содержание, $\mathbf{v}_i$ — вектор скорости, J_{ij} — скорость массообмена между i-й и j-й фазами, p — давление, $\tau_i = \mu_i(\nabla\mathbf{v}_i + \nabla\mathbf{v}_i^T) - \frac{2}{3}(\mu_i\operatorname{div}\mathbf{v}_i)I$ — тензор вязких напряжений, μ_i — динамическая вязкость, $E_i = e_i + K_i$ — полная энергия в виде суммы внутренней и кинетической энергий, $\gamma_{i,eff}$ — эффективная температуропроводность, h_i — энтальпия, $K_{ht} = \frac{\kappa_g}{d_{l0}}\mathrm{Nu}$ — коэффициент теплообмена, $\mathbf{v} = \alpha_l\mathbf{v}_l + \alpha_g\mathbf{v}_g$ — вектор скорости парожидкостной смеси, κ_g — теплопроводность газа, d_{l0} — диаметр капель, Nu — число Нуссельта, l_s — теплота парообразования/конденсации. Нижние индексы $i, j = 1, 2$ соответствуют жидкой (l) и паровой (g) фазам $(i \neq j)$.

Термодинамические свойства паровой и жидкой фаз азота описывались широкодиапазонным уравнением состояния [7] в виде суммы упругой и тепловой составляющих давления и внутренней энергии: $p = p_p + p_T$, $e = e_p + e_T$,

$$p_p(\rho_i) = A\left(\frac{\rho_i}{\rho_0}\right)^{-\beta+1}\exp\left[b\left(1 - \left(\frac{\rho_i}{\rho_0}\right)^{-\beta}\right)\right] - K\left(\frac{\rho_i}{\rho_0}\right)^{\varphi+1},$$

$$\rho_i = \frac{1}{V_i},\ p_T(V_i, T_i) = \frac{\Gamma_i(V_i)c_{Vi}}{V_i}T_i,$$

$$e_p(\rho_i) = \int_{\rho^0}^{\rho_i}\frac{p_p(\rho_i)}{\rho_i^2}d\rho = \frac{A}{\beta\rho_0 b}\exp\left[b\left(1 - \left(\frac{\rho_i}{\rho_0}\right)^{-\beta}\right)\right] \\ - \frac{K}{\varphi\rho_0}\left(\frac{\rho_i}{\rho_0}\right)^{\varphi} + e^{\circ},\ e_{Ti} = c_V T_i. \qquad (4)$$

В уравнениях (4) A, K, b, φ, β — константы, определяющие упругие составляющие уравнения состояния, c_{Vi} — изохорная теплоемкость, e° — константа интегрирования, $\Gamma_i(V_i)$ — функция Грюнайзена [7].

Скорость испарения J_{lg} предполагается зависящей от числа n и радиуса a пузырьков или капель, температуры насыщения $T_s(p)$, теплоты парообразования $l_s(T)$, коэффициента теплопроводности жидкой фазы азота λ_l и числа Нуссельта Nu [11]:

$$J_{lg} = 2\pi a n\mathrm{Nu}\,\lambda_l\big(T - T_s(p)\big)/l_s(T). \qquad (5)$$

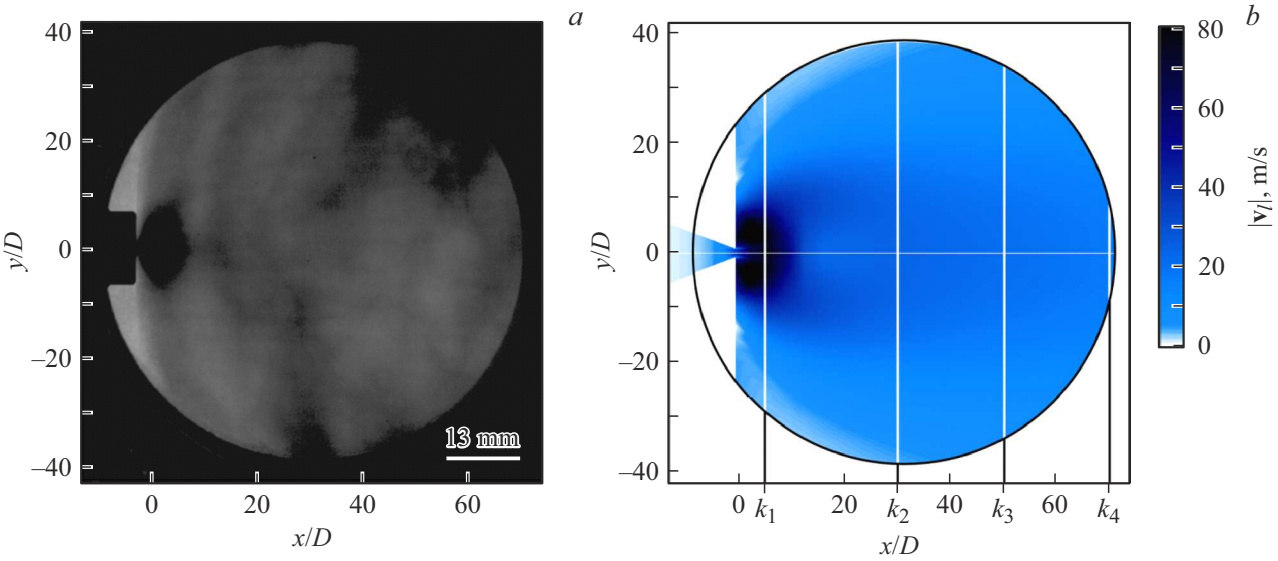


Рис. 2. Сравнение экспериментальной фотографии [1] (a) и расчетного распределения интенсивности поля скоростей (b) для струи жидкого азота при $t = 120$ ms, $R_p = 60$. $x/D = k_i$ — зоны контроля скоростей капель (см. рис. 3).

$\lambda_l = 1.12 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{kg \cdot m/(s^3 \cdot K)}$ [8]. Для числа Nu используется аппроксимация, предложенная Лабунцовым и полученная на основе решения Scriven [11]:

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

$$\mathrm{Ja} = \frac{c_{pl}\big(T - T_s(p)\big)\rho_l^0}{l_s(T)\rho_g^0}$$

— число Якоба, c_{pl} — удельная теплоемкость жидкого азота при постоянном давлении. Предполагается, что фазовый переход жидкость–пар происходит в условиях неравновесного перегретого состояния, когда температура среды превышает температуру насыщения [6,11]: $T > T_s\,(p) + \Delta T_s$, где ΔT_s — степень перегрева жидкости по температуре, соответствующая условию равновесия давления в жидкости и паре с учетом капиллярных сил $\Delta p_s \approx 2\sigma/a$, обусловленных поверхностным натяжением σ межфазной поверхности [11]. На начальной стадии неравновесного процесса истечения увеличение α_g обусловлено зарождением новых пузырьков на неоднородных примесных частицах, при этом рост их радиуса ограничен [11]: при $\alpha_g \leqslant 0.25$ количество пузырьков $n = 3\alpha_g/(4\pi a^3)$ с радиусом $a = 6.5\,\mu$m. При $\alpha_g > 0.25$ кипение происходит в равновесном режиме с постоянным числом пузырьков $n = 4 \cdot 10^{13}$ (в $1\,\mathrm{m}^3$) радиусом $a = \big(3\alpha_g/(4\pi n)\big)^{1/3}$. Дальнейшее развитие процесса при $\Delta T_s = 0$ характеризуется неограниченным ростом радиуса пузырьков, приводящим к формированию парокапельной системы с диаметром капель $d = 10\,\mu$m, что соответствует экспериментальным данным [3].

Модель парожидкостной смеси (1)–(5) была численно реализована в программном комплексе OpenFOAM [8] в виде разработанного авторами нового решателя, основанного на методе контрольного объема с вычислительным алгоритмом PIMPLE. Точность численных решений обеспечивалась применением многоблочных расчетных сеток со сгущением ячеек в области сопла (Δx, $\Delta y = 0.00001$–0.006 m), а также контролем сеточной сходимости до достижения устойчивости численных решений с начальным временны́м шагом $\Delta t = 1 \cdot 10^{-9}$ s.

Сравнительный анализ полученных численных результатов и экспериментальных данных [1,3] представлен на рис. 2, 3. На рис. 2, b показаны расчетные распределения магнитуды скоростей в виде цветового спектра, качественно согласующиеся с фотографией эксперимента [1] (рис. 2, a). Анализ численных решений показал, что к моменту времени 120 ms режим истечения формирующейся струи переходит в парокапельный с диаметром капель $d_{l0} = 10\,\mu$m и характеризуется максимальными значениями объемного содержания жидкости $\alpha_1 \approx 0.5$ в зоне устья сопла ($x/D = 0$–5). С увеличением расстояния от сопла и на удалении от оси симметрии α_1 уменьшается до 0.001 при $y/D = 150$. При этом среднее значение α_1 в центральной части струи составляет $\alpha_1 \approx 0.003$–0.004, что демонстрирует достаточно равномерное мелкодисперсное распределение капель в вакуумной камере. На рис. 3 приведены расчетные распределения магнитуд скоростей капель $|\mathbf{v}_l|$ на момент времени $t = 120$ ms и экспериментальные точки [3] в зависимости от расстояния вдоль оси симметрии (см. линию и точки *1*) и в сечениях, удаленных от сопла на расстояния $x/D = k_i$, $i = 1, \ldots, 4$ (см. линии и точки *2*–*5*). Наибольшие значения скорости капель достигают ~ 70 m/s вблизи выхода из сопла при $x/D = 5$ (см. k_1 на рис. 3). По мере удаления от этой зоны вдоль оси симметрии интенсивность массовых скоростей снижает-

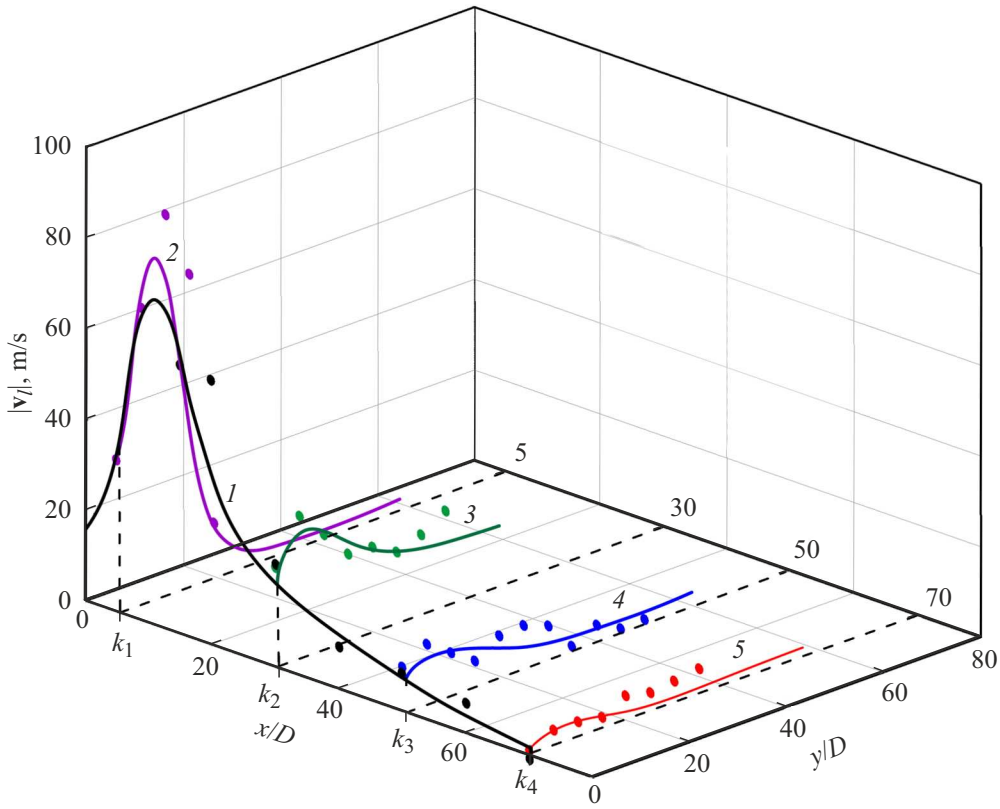


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные зависимости распределения магнитуды скоростей капель на момент времени $t = 120$ ms вдоль оси симметрии $y = 0$ (*1*) и в сечениях при $x/D = k_i$ ($i = 1, \ldots, 4$), удаленных от сопла (*2*–*5*). Сплошные линии — расчет, символы — экспериментальные данные по скорости капель [3].

ся до ~ 5 m/s при $x/D = 70$ (см. k_4 на рис. 3) и ~ 0.1 m/s при $y/D = 150$. Полученные расчеты удовлетворительно согласуются с данными экспериментов [3].

Проведенное в работе численное исследование процессов формирования расширяющегося струйного потока жидкого азота в вакуумную камеру в условиях выбранных экспериментов на основе предложенной двухфазной парожидкостной смесевой модели показало достоверность полученных решений, что подтверждено их удовлетворительным согласием с экспериментом. Результаты моделирования для начальной степени перегрева $p_s(T_{inj})/p_c = 60$ на момент времени $t = 120$ ms имеют достаточно равномерное мелкодисперсное распределение капель в вакуумной камере по сравнению с результатами работ [5,6], полученными при анализе полей водосодержаний при более низких степенях перегрева. Такие исследования имеют особую важность при разработке ракетных двигателей, работающих в условиях криогенных температур и низких давлений, поскольку детальный анализ распределения в вакуумной камере фаз флюида, диаметра и концентрации капель нацелен на определение оптимальных режимов, приводящих в дальнейшем к интенсификации реактивной тяги ракетного двигателя.

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. Rees, L. Araneo, H. Salzmann, E. Kurudzija, D. Suslov, G. Lamanna, J. Sender, M. Oschwald, in *29th ILASS-Europe Conf.* (Paris, France, 2019).
[2] A. Rees, H. Salzmann, J. Sender, M. Oschwald, in *8th Eur. Conf. for aeronautics and space sciences (EUCASS)* (Madrid, Spain, 2019). DOI: 10.13009/EUCASS2019-418
[3] A. Rees, L. Araneo, H. Salzmann, G. Lamanna, J. Sender, M. Oschwald, Exp. Fluids, **61**, 182 (2020). DOI: 10.1007/s00348-020-03020-7
[4] T. Lyras, I.K. Karathanassis, N. Kyriazis, P. Koukouvinis, M. Gavaises, Appl. Therm. Eng., **237**, 121773 (2024). DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2023.121773
[5] R.Kh. Bolotnova, V.A. Korobchinskaya, E.F. Gainullina, Lobachevskii J. Math., **44** (5), 1579 (2023). DOI: 10.1134/S1995080223050104

[6] Р.Х. Болотнова, В.А. Коробчинская, Э.Ф. Гайнуллина, Письма в ЖТФ, **49** (24), 46 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56872.107A [R.Kh. Bolotnova, V.A. Korobchinskaya, E.F. Gainullina, Tech. Phys. Lett., **49** (12), 108 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.12.57601.107A].
[7] R.Kh. Bolotnova, E.F. Gainullina, V.A. Korobchinskaya, Lobachevskii J. Math., **44** (5), 1587 (2023). DOI: 10.1134/S1995080223050116
[8] *OpenFOAM. The Open source computational fluid dynamics (CFD) toolbox* [Электронный ресурс]. http://www.openfoam.com
[9] Р.И. Нигматулин, *Динамика многофазных сред* (Наука, М., 1987), ч. 1. [R.I. Nigmatulin, *Dynamics of multiphase media* (Hemisphere, N.Y., 1990).].
[10] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Гидродинамика* (Наука, М., 1986). [L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Course of theoretical physics. Fluid mechanics* (Pergamon, N.Y., 1987).].
[11] Р.Х. Болотнова, В.А. Бузина, М.Н. Галимзянов, В.Ш. Шагапов, Теплофизика и аэромеханика, **19** (6), 719 (2012).