Истечение газа из каверны с подвижной крышкой в вакуум

© Н.Ю. Быков,[1,2] В.В. Захаров,[3] И.С. Томилин,[1,2] В.А. Титарев[1]

[1] ФИЦ ИУ РАН,
119333 Москва, Россия
[2] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
[3] LIRA, Observatoire de Paris, Université PSL,
CNRS, Sorbonne Université, Université Paris Cité, Meudon, France
e-mail: nbykov2006@yandex.ru

Поступило в Редакцию 6 мая 2026 г.
В окончательной редакции 22 июня 2026 г.
Принято к публикации 23 октября 2026 г.

Методом прямого статистического моделирования выполнено численное исследование нестационарной задачи об истечении газа из каверны в вакуум с учетом движения крышки, запирающей каверну в начальный момент времени. Получены данные об изменении газодинамических параметров в поле течения и скорости крышки. Для случая, когда радиус крышки превышает радиус каверны, получены аналитические выражения для оценки скорости движения крышки. Проведено сравнение результатов расчетов истечения углекислого газа и аргона.

Ключевые слова: истечение в вакуум, каверна с газом, тело в газовом потоке, разреженный газ, DSMC.

DOI: 10.61011/JTF.2026.12.64059.271-26

Введение

Изучение нестационарного процесса истечения газа в вакуум, связанного с вовлечением в движение элементов конструкции, представляет значительный интерес как для развития новых технологий, так и для прогнозирования ряда природных явлений. К прикладным задачам можно отнести использование клапанов в газодинамических трактах различных устройств, включая MEMS-технологии и аэрокосмические приложения [1]. С точки зрения природных явлений большой интерес представляет исследование динамики пыли в околоядерной атмосфере кометы [2,3]. Вне зависимости от вида задачи, как правило, требуется определение параметров нестационарного процесса истечения газа и приобретаемой клапаном/фрагментом поверхности скорости. Важной является оценка доли начальной энергии газа переходящей в кинетическую энергию движения тела.

К настоящему времени накоплен большой объем данных, связанных как с экспериментальными, так и теоретическими, в том числе численными исследованиями нестационарных течений, а также с исследованиями процессов истечения газа в вакуум или окружающую среду низкого давления. Однако задача о динамике системы газ–крышка при истечении газа из каверны в вакуум фактически не решалась. Задача является вычислительно сложной и ресурсозатратной. Во-первых, необходимо рассматривать нестационарный процесс. При опустошении каверны, без дополнительной подачи газа во внутренний объем, меняются газодинамические параметры как внутри каверны, так и в области расширения потока. Скорость вовлекаемого в движение тела также меняется со временем. Во-вторых, вне зависимости от начальных давления и плотности газа в каверне при истечении в вакуум необходимо учитывать эффекты разреженности.

Целями настоящей работы являются (1) получение численных данных об изменении параметров течения и скорости крышки в зависимости от размера крышки и глубины каверны с использованием разработанного алгоритма расчета, (2) вывод формул, позволяющих оценить скорость крышки для случая, когда радиус крышки превышает радиус каверны, (3) сопоставление скорости, приобретаемой крышкой, и энергии, затрачиваемой газом на разгон крышки, для разных газов, заполняющих каверну (аргон, углекислый газ).

1. Постановка задачи

В настоящем исследовании рассматривается истечение аргона/углекислого газа из цилиндрической каверны в вакуум. Учитывается перемещение крышки, запирающей каверну в начальный момент времени и вовлекаемой в движение расширяющимся газом (рис. 1, *a*). Глубина каверны — H, ее радиус — R. Крышка представляет собой бесконечно тонкий диск радиуса $R_c \geq R$ и массы M. Все поверхности и крышка имеют температуру T_w. В начальный момент в каверне заданы давление газа p_0 и его температура T_0. Полагается $T_w = T_0$.

Наряду с давлением и температурой удобно использовать внутреннюю энергию газа в каверне

$$E_0 = \frac{mc_0^2}{\gamma(\gamma - 1)}, \qquad (1)$$

где γ — показатель адиабаты, m — масса газа в каверне, $c_0 = \sqrt{\gamma \frac{k}{m_1} T_0}$ — скорость звука, k — постоянная Больцмана, m_1 — масса атома/молекулы газа. Предполагается,

что в начальный момент крышка начинает двигаться в свободном полупространстве под действием давления газа на ее донную часть. Движение крышки сопровождается истечением газа из каверны.

Определяющими параметрами являются: род газа, начальная энергия и масса газа в каверне, размеры каверны, температура стенок T_w, радиус и масса крышки.

Рассмотрен следующий диапазон параметров: отношение глубины каверны к радиусу каверны $1 \le H/R \le 16$, отношение радиуса крышки к радиусу каверны $1 \le R_c/R \le 2$. В основной серии расчетов $M = 2.93 \cdot 10^{-4}$ kg, $p_0 = 1414.5$ Pa, $T_0 = 250$ K. Начальная энергия газа находится в интервале $4 \cdot 10^{-3} < E_0 < 10^{-2}$ J.

Истечение газа происходит в вакуум, число Кнудсена, определенное по средней длине свободного пробега в каверне $\lambda(t)$ и ширине щели $h(t)$, меняется в широком диапазоне $(10^{-3} < \mathrm{Kn}(t) < \infty)$, охватывая все режимы течения от сплошносредного до свободномолекулярного. С учетом известных проблем расчета течений в переходном и свободномолекулярном режиме с использованием подхода, основанного на решении системы уравнений Навье–Стокса–Фурье, в настоящей работе расчеты выполнены методом прямого статистического моделирования Монте–Карло (DSMC, the direct simulation Monte Carlo method) [4,5].

Процесс столкновений моделировался с применением NTC-схемы [4]. Для расчета упругих столкновений атомов аргона/молекул углекислого газа использована модель переменных твердых сфер VHS (Variable Hard Sphere) с параметрами согласно [5]. В случае углекислого газа учитывалось наличие только вращательных степеней свободы молекул, обмен энергией описывается с привлечением модели Ларсена–Боргнакке [5].

На внутренних поверхностях *4* и *5* каверны *1*, внешней по отношению к каверне поверхности *3*, донной и фронтальной поверхностях крышки *2* ставились условия диффузного отражения атомов с полной аккомодацией энергии и температурой T_w. Частицы, достигающие внешних границ расчетной области, удалялись из расчета.

На каждом временном шаге выполнялась проверка наличия столкновений атомов/молекул газа с поверхностью крышки. В случае реализации столкновения рассчитывался импульс, передаваемый крышке падающей/отраженной частицей.

Расчеты выполнены с использованием собственного параллельного программного кода DSMC, основанного на принципе декомпозиции расчетной области. Максимальное число подобластей в поле течения соответствовало глубине каверны $H/R = 16$ и было равно 270. Расчет течения в подобластях проводился разными физическими ядрами суперкомпьютера. Максимальное число вычислительных частиц $1.5 \cdot 10^8$.

2. Результаты

Давление газа на дно крышки, накрывающей каверну, приводит ее в движение. Между крышкой *2* и внешней поверхностью каверны *3* образуется щель, ширина которой $h(t)$ увеличивается со временем (рис. $1, a$). Истечение газа через щель в вакуум обусловливает падение давления в каверне, в конечном счете до нуля, и снижение ускорения крышки. Начиная с некоторого момента движение крышки происходит с постоянной (предельной) скоростью.

С течением времени плотность и температура газа в каверне уменьшаются. Распределение плотности аргона в момент времени $t = 0.0015$ s для варианта расчета с параметрами $H/R = 4$, $R_c/R = 2$ показано на рис. $1, b$. Внутри объема каверны градиенты плотности и температуры имеют максимальные значения в окрестности стенок каверны, температура которых поддерживается постоянной. На рис. $2, a$ приведено распределение давления газа в поле течения для того же варианта. В отличие от плотности и температуры распределение давления внутри каверны практически однородно. Наибольшие изменения плотности и давления происходят в канале. На выходе из канала плотность и давление уменьшаются более чем в 3 раза (рис. $1, b$ и $2, a$). Число Маха в выходном сечении канала оказывается близким к единице.

Для астрофизических и инженерных приложений важно иметь упрощенную оценку конечной скорости крышки (частицы пыли) в зависимости от ее массы, геометрических параметров крышки и каверны, а также начальных параметров газа в каверне. Аналитические формулы для оценки скорости были получены в [3] для случая $R_c = R$. В настоящей работе рассматривается случай $R_c > R$, для которого в процессе движения крышки между ней и внешней поверхностью каверны появляется канал относительной длины $Z = (R_c - R)/h(t)$.

Для плоского канала и околосплошносредного режима течения $(\mathrm{Kn} \ll 1)$ известна зависимость расхода газа от относительной длины Z:

$$F_{g,ch}(Z) = w(Z) \cdot F_{\mathrm{FM}}, \quad F_{\mathrm{FM}} = \frac{1}{4}\rho\sqrt{\frac{8kT}{\pi m_1}}, \qquad (2)$$

где F_{FM} — массовый расход газа через единицу площади отверстия $(Z = 0)$ при свободномолекулярном режиме истечения, $\rho(t)$ и $T(t)$ — плотность и температура газа в каверне. Функция w задана таблично [6] и может быть аппроксимирована формулой

$$w(Z) = 1.1354 - 1.3034 \cdot \exp(-Z) - 0.1551 \cdot \exp\Big(\frac{1}{1+Z}\Big) + \frac{2.1396}{1+Z}. \qquad (3)$$

Параметры газа в каверне изменяются за счет процесса (а) истечения

$$V\frac{d\rho}{dt} = -F_{g,ch}S_g \qquad (4)$$

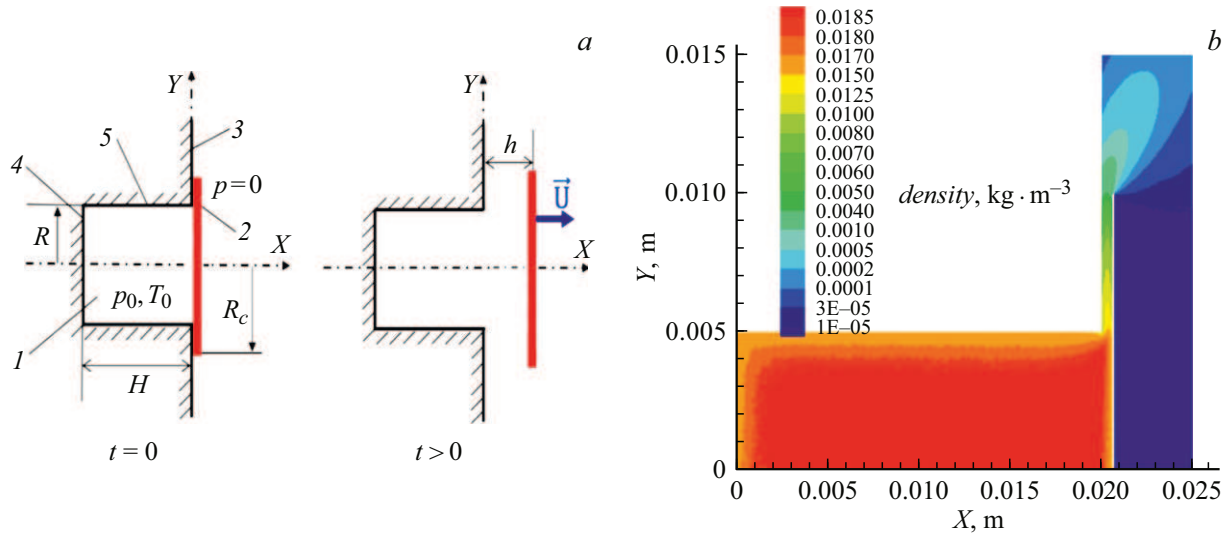


Рис. 1. Схема расчета (a) и поле плотности аргона (b) в момент времени $t = 0.0015$ s. $H/R = 4$, $R_c/R = 2$.

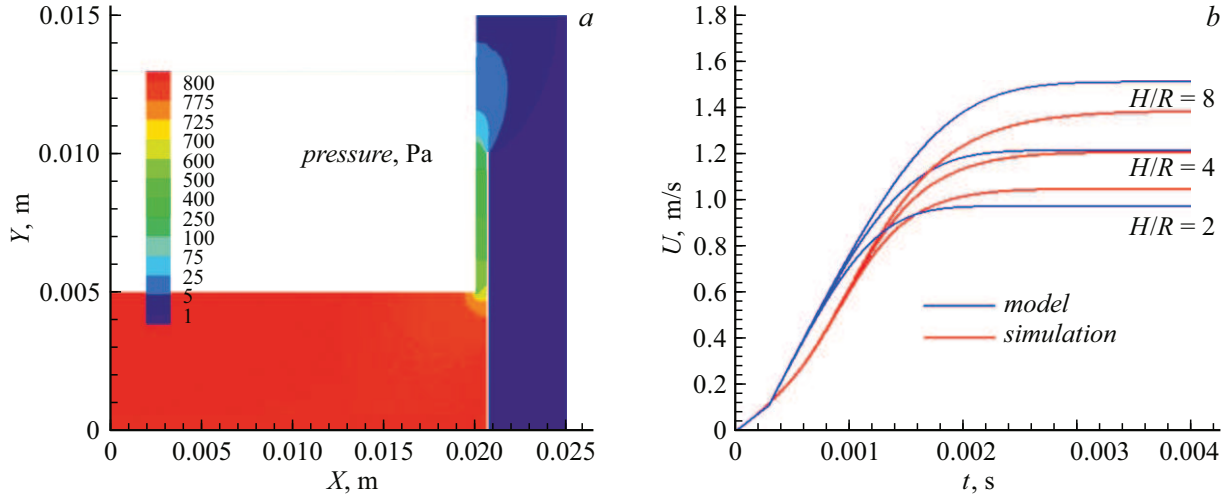


Рис. 2. Распределения давления аргона в момент времени $t = 0.0015$ s ($H/R = 4$, $R_c/R = 2$) (a), и зависимость скорости крышки от времени при истечении аргона в вакуум ($R_c/R = 2$) (b).

и (б) теплообмена со стенками каверны и крышки [5]:

$$\delta Q = \left(2 + \frac{\xi_i}{2}\right) k(T_0 - T)\, \frac{\rho}{4m_1} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_1}}\, S_w dt, \qquad (5)$$

$$dT = (\gamma - 1)\left(\frac{\delta Q}{\nu R_U} + T\,\frac{d\rho}{\rho}\right). \qquad (6)$$

В выражениях (4)–(6) V — объем каверны, $S_g = 2\pi Rh$ — площадь сечения канала, δQ — элементарное количество теплоты, передаваемое от стенок газу за время dt, S_w — площадь стенок каверны, ξ_i — число внутренних (вращательных) степеней свободы молекул газа ($\xi_i = 0$ для одноатомного газа, $\xi_i = 2$ для линейных молекул типа CO_2), R_U — универсальная газовая постоянная, ν — число молей. Выражение (6) есть следствие первого начала термодинамики.

Для определения скорости движения крышки необходимо знать давление газа на ее донную часть. Согласно результатам расчетов (рис. 2, a), давление существенно зависит от радиальной координаты y. Для $y < R$ давление в первом приближении равно давлению газа в каверне $p_d = p = \rho kT/m_1$, для $R < y < R_c$ равно $p_d = 1/2p$. Кроме того, давление постоянно и равно начальному давлению газа в каверне для интервала времени $0 < t < 0.0003$ s, когда ширина щели настолько мала, что газ не успевает заполнить канал и воздействует только на площадь, ограниченную радиусом каверны ($p_d = 0$ для $R < y < R_c$). Скорость крышки определяется из второго закона Ньютона

$$M\,\frac{dU}{dt} = \int\limits_{S_d} p_d dS_d, \qquad (7)$$

где S_d — площадь донной поверхности крышки.

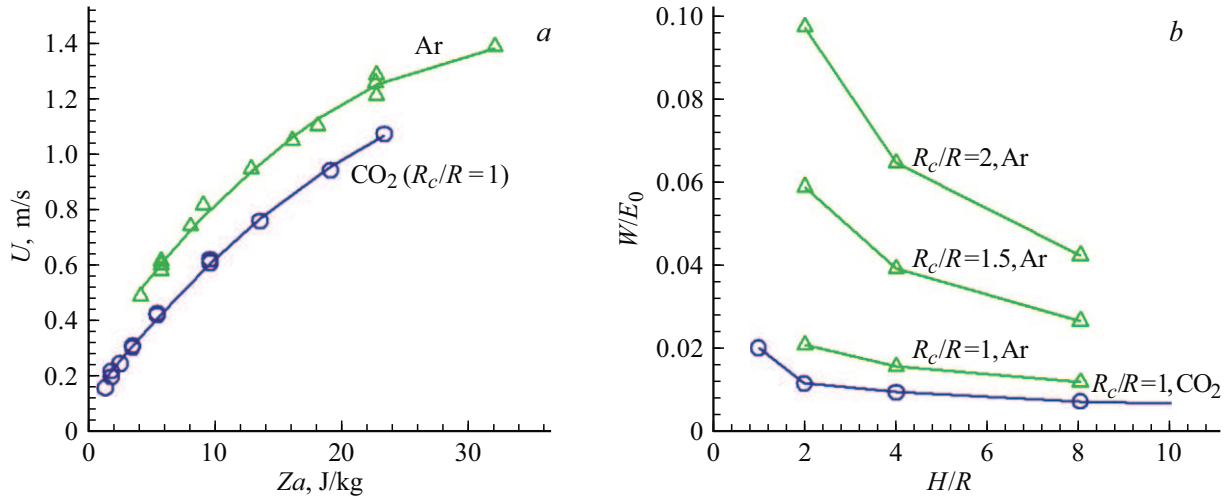


Рис. 3. Зависимость скорости крышки от обобщающего параметра (a). Доля начальной энергии газа, затрачиваемая на ускорение крышки (b).

Для нахождения скорости необходимо совместное решение системы уравнений (4), (6), (7). В работе данное решение получено численно методом Эйлера. Проведено сравнение полученных оценок с результатами расчетов методом DSMC (рис. 2, b, газ аргон, $R_c/R = 2$). В рассмотренном диапазоне параметров максимальное различие составляет 9 %, что несколько превышает погрешность оценки, полученной ранее для случая $R_c = R$ (5 % согласно [3]). Различие объясняется существенной нелинейностью задачи при наличии канала, размеры которого увеличиваются со временем.

Конечная скорость крышки зависит от обобщенного параметра Za:

$$Za = \frac{E}{M}\left(\frac{H}{R}\right)^{-1/2}\left(\frac{R_c}{R}\right)^2, \qquad (8)$$

который учитывает отношение начальной энергии газа в каверне к массе крышки, а также зависимость скорости от геометрических факторов — отношений глубины каверны к ее радиусу и радиуса крышки к радиусу каверны. Зависимость скорости от параметра Za для аргона приведена на рис. 3, a. Там же приведена аппроксимация формулой

$$U = 0.2691284 + 0.0640789Za - 0.0009176Za^2. \qquad (9)$$

На рис. 3, a также обобщены результаты расчетов для углекислого газа для случая $R_c = R$.

Вне зависимости от вида рассматриваемой задачи (область астрофизики, аэрокосмические приложения и пр.), как правило, требуется оценка доли начальной энергии газа, переходящая в кинетическую энергию движения тела W. На рис. 3, b приведены данные расчетов для углекислого газа и аргона. Для случая $R_c = R$ при одинаковом значении параметра Za одноатомный газ более эффективно разгоняет пластинку. С увеличением радиуса крышки „эффективность“ передачи энергии возрастает. Для случая $R_c = 2R$ она достигает 10 % в точке $H/R = 2$.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-11-00359 при использовании вычислительного ресурса СКЦ СПбПУ Петра Великого

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] G. Karniadakis, A. Beskok, N. Aluru. *Microflows and Nanoflows: Fundamentals and Simulation* (Springer Science+Business Media, NY., 2005)

[2] N. Thomas. *An Introduction to Comets: Post-Rosetta Perspectives* (Springer, Cham, 2020)

[3] N.Y. Bykov, V.V. Zakharov, D.N. Tonkov, A. Rotundi. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Oxford University Press, 2025), v. 541, p. 1782–1791. DOI: 10.1093/mnras/staf382

[4] G.A. Bird. *The DSMC Method* (CreateSpace Independent Publishing Platform, 2013)

[5] G.A. Bird. *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows* (The Oxford Engineering Science Series, Clarendon Press, Oxford, 1994)

[6] O. Sazhin. Vacuum, **115**, 75 (2015). DOI: 10.1016/j.vacuum.2015.02.016