

02.3;03.1

Влияние конденсации на размеры сверхзвуковых потоков

© К.А. Дубровин, А.Е. Зарвин, А.С. Яскин, В.В. Каляда

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

E-mail: zarvin@phys.nsu.ru

Поступило в Редакцию 5 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 4 мая 2022 г.

Принято к публикации 4 мая 2022 г.

Рассмотрено влияние конденсации на форму и размеры сверхзвукового потока аргона, истекающего из сопла в разреженное пространство. Показано, что с ростом размеров кластеров увеличиваются как первичная „традиционная“ сверхзвуковая струя, так и внешний кластерный поток, формируемый при проникновении тяжелых кластеров через боковые сжатые слои первичного потока в окружающий фоновый газ. Найден вид поправочного коэффициента в известную эмпирическую формулу, предложенную Ашкенасом и Шерманом, с учетом которого эта формула может быть использована в условиях кластеризованных потоков. Обсуждены причины воздействия кластеров на газодинамику сверхзвукового потока, условия и ограничения такого эффекта.

Ключевые слова: газовая динамика, сверхзвуковое сопло, конденсация, кластеры, струя аргона, фотометрия.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.12.52677.19215

В литературе известно много экспериментальных исследований, теоретических и эмпирических моделей, описывающих процессы формирования сверхзвуковых газовых потоков при истечении из сопел различной конфигурации в разреженное затопленное пространство [1–3]. Так, например, классическая работа Ашкенаса и Шермана [1] дает надежное описание продольного размера сверхзвуковых струй (от среза звукового сопла до диска Маха) для различных газов, которое широко используют во всем мире. Однако начиная с середины прошлого столетия изучение процесса формирования ван-дер-ваальсовых кластеров, образующихся в процессе адиабатического истечения газа из сопла [4,5], а также активное практическое использование таких кластеров в различных технологиях вызвало необходимость определения влияния кластеров на форму и геометрические размеры сверхзвуковых струй. Как показали наши исследования, продольные размеры так называемых „бочек“, в виде которых сверхзвуковые струи расширяются при истечении как из звуковых, так и из сверхзвуковых сопел в затопленное разреженное пространство, меняются в зависимости от среднего размера кластеров [6]. Одновременно было обнаружено, что вокруг кластеризованных сверхзвуковых потоков, т.е. „первичных“ бочек, в определенных условиях образуется новый вид потока, спутный традиционным бочкам [7], имеющий подобную первичному потоку форму, но значительно большие размеры. Авторы назвали его „следом“. Как показали исследования условий возникновения и свойств этого потока, причиной его возникновения являлось кластерообразование в первичной струе.

Целью настоящей работы является определение влияния кластеров на геометрию как первичного, так и спутного потока, а также получение поправок, обес-

печивающих возможность использования модели [1] в условиях кластеризованной сверхзвуковой струи.

Работа выполнена на экспериментальном лабораторном газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2, подробно описанном в [8]. В работе использовался сверхзвуковой поток аргона в непрерывном режиме истечения. Для возбуждения свечения газа струи использовался сфокусированный электронный пучок с энергией 10 keV. Свечение исследуемых газовых объектов регистрировалось камерой Nikon D7200 через кварцевое оптическое окно. Оси газового потока, электронного пучка и оптического прибора представляли собой ортогональную тройку векторов. Ввиду наличия рассеяния сфокусированного пучка электронов на фоновых частицах, дрейфа вторичных электронов к заземленному соплу, а также присутствия долгоживущих уровней возбужденных частиц излучение наблюдалось как вверх, так и вниз по потоку. Пример фотографии потока аргона приведен на рис. 1, а. Более яркие области изображения соответствуют более высокой локальной плотности газа. Хорошо видна традиционная веретенообразная структура первичной сверхзвуковой струи с более яркими кромками — областью боковых скачков уплотнения и зоной смещения. Как и следовало ожидать, при истечении из сверхзвукового сопла вместо традиционного диска Маха формируется так называемая X-образная конфигурация, когда боковые скачки уплотнения смыкаются и вниз по потоку формируется менее интенсивная вторая бочка. Значительно более тускло светится (на фотографии едва угадывается) спутный поток („след“). Однако при соответствующей вторичной обработке изображения (разбиении изображения, конвертированного в оттенки серого, на отдельные участки с относительно небольшим перепадом интенсивности излучения, их регулировании по яркости,

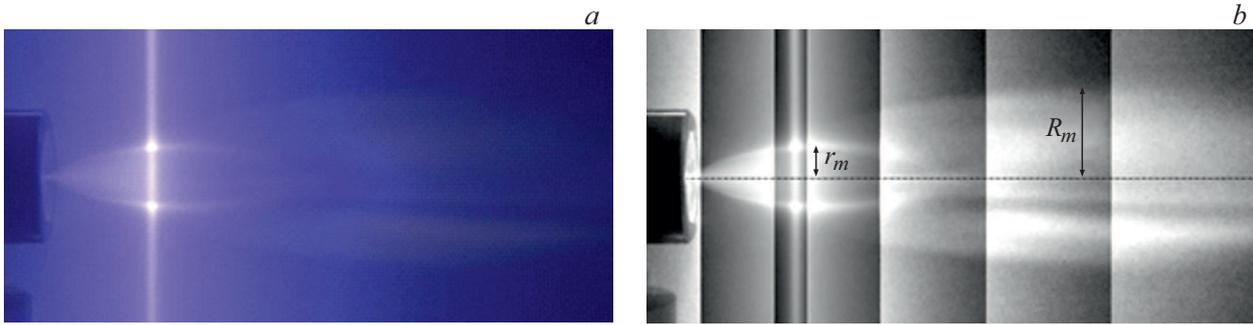


Рис. 1. Изображение сверхзвукового потока в условиях кластерообразования и в присутствии спутного кластерного потока. *a* — первичная фотография, *b* — после обработки изображения.

контрастности, балансу белого и глубине темных и светлых участков) в результате можно получить значительно более информативное изображение той же самой струи (рис. 1, *b*), позволяющее анализировать геометрические размеры, форму и структурные особенности потока. В настоящей работе анализировались данные поперечных размеров первичной струи и „следа“ в области максимального поперечного сечения.

Воспользуемся формулой, предложенной в [1], для обобщения результатов по максимальному поперечному размеру струй (следует отметить, что справедливость применения для поперечных размеров струй зависимости Ашкенаса–Шермана в условиях истечения из сверхзвуковых сопел и формирования *X*-образной структуры является предположением, также проверяемым в настоящей работе):

$$r_m/d_* = k\sqrt{N}, \quad (1)$$

где r_m — радиус струи в максимальном сечении, d_* — диаметр сопла в критическом сечении, $N = P_0/P_\infty$ — отношение давлений торможения и фонового пространства, k — численный постоянный коэффициент. Эта эмпирическая формула получена в режимах, когда образованием кластеров газа в струях можно было пренебречь. Для верификации зависимости (1) в условиях развитой конденсации проанализируем зарегистрированные результаты измерения радиусов традиционной первичной струи (r_m) и кластерного „следа“ (R_m). Приборное оснащение газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 обеспечило не только контроль начальных параметров истечения (P_0 , P_∞ , T_0), но и их вариации в требуемых пределах. Это позволило провести независимые серии измерений при изменении одного из основных варьируемых параметров истечения и поддержании постоянными двух других.

Результаты измерений r_m (кружки) и R_m (квадраты) в зависимости от $N^{0.5}$ при фиксированных P_0 и T_0 и вариации P_∞ (серия 1) представлены на рис. 2, *a*. Здесь же приведена зависимость (1), рассчитанная для r_m и R_m с постоянными коэффициентами (нижняя и верхняя линии соответственно). Поскольку изменение

фонового давления не оказывает влияния на процесс кластерообразования в струе, экспериментальные данные с хорошей точностью описываются формулой (1) с фиксированным коэффициентом.

На рис. 2, *b* приведены измерения в тех же координатах в зависимости от изменения P_0 при фиксированных значениях T_0 и P_∞ (серия 2). Как и ожидалось на основании выполненных ранее исследований, экспериментальные данные не ложатся на линейную зависимость и имеют тенденцию к росту при увеличении P_0 .

Аналогичный результат наблюдается и при построении зависимости поперечных размеров первичной и спутной струй при изменении T_0 при фиксированных значениях P_0 и P_∞ (серия 3). С ростом температуры процесс кластерообразования уменьшается, уменьшаются также поперечные размеры первичной и спутной струй. Таким образом, коэффициент k из формулы (1) является постоянным в отсутствие конденсации или в отсутствие ее изменения, возрастает с ростом давления торможения и уменьшением температуры торможения, а следовательно, с ростом размера кластеров и доли конденсата как для первичной струи, так и для кластерного „следа“. При этом, как и в описанном ранее [6] случае, рост коэффициента k в условиях конденсации стремится к некоему пределу.

Используя приведенные на рис. 2 экспериментальные зависимости, можно определить значения коэффициентов k и K традиционной и кластерной струи соответственно для каждого результата измерений в зависимости от среднего размера кластеров $\langle S \rangle$, вычисленного по [4]. Полученные зависимости, определенные по измерениям как в первичной струе (кружки), так и в „следе“ (квадраты), приведены на рис. 3. При этом экспериментальные данные, полученные при варьировании как давления торможения (темные символы), так и температуры торможения (светлые символы), образуют единые зависимости, имеющие схожий вид. Основной график приведен в логарифмических координатах по оси абсцисс (для наблюдения выхода зависимости на нижний предел). На вставке к рис. 3 представлен тот же график, но с линейной шкалой по оси $\langle S \rangle$ (иллюстрирующий стремление к верхнему пределу). Очевидно,

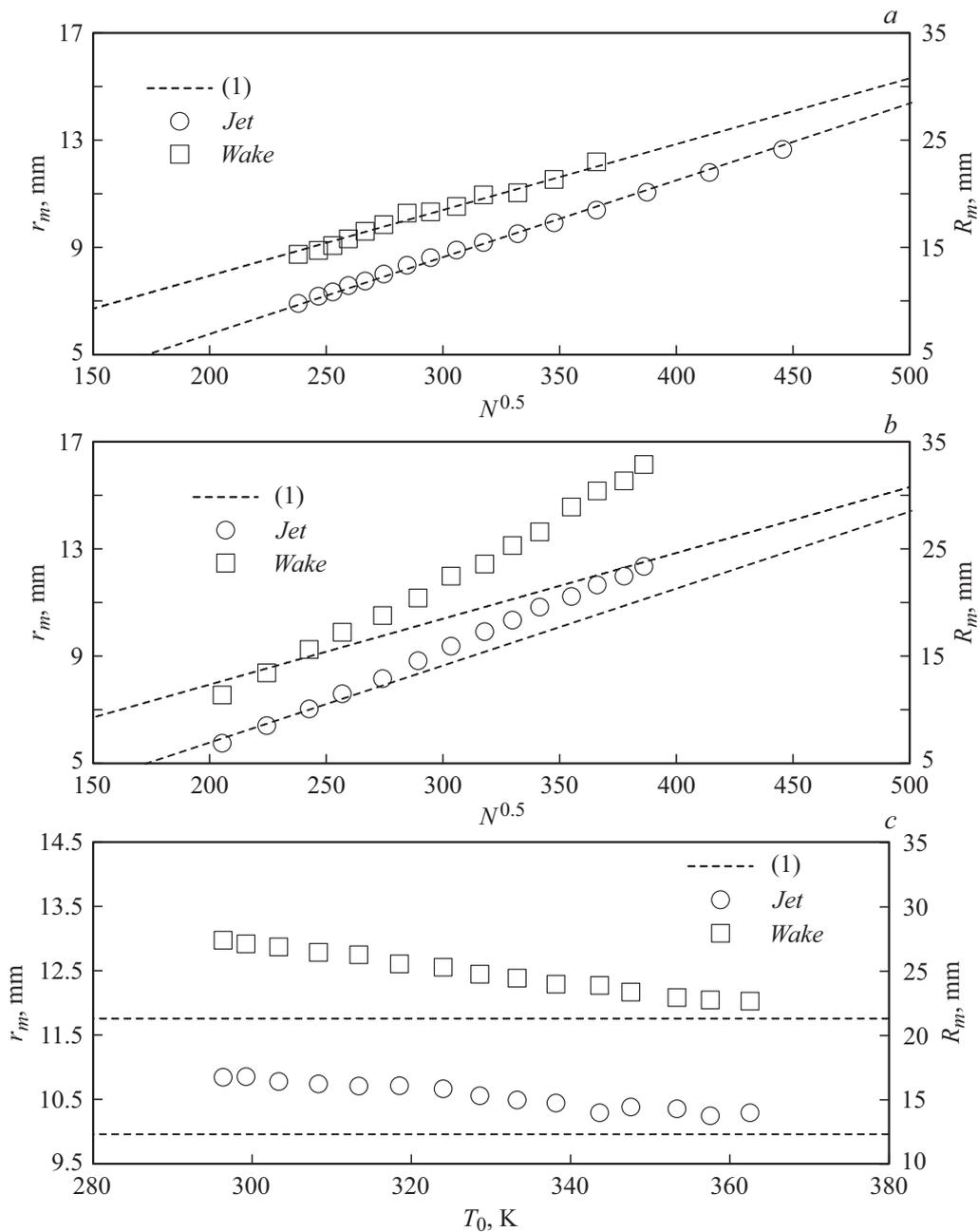


Рис. 2. Изменение r_m и R_m в максимальном поперечном сечении при расширении из сверхзвукового сопла ($d_* = 0.24$ mm, диаметр выходного сечения $d_a = 1.55$ mm, длина диффузора $L = 3$ mm, число Маха $M_a = 8.6$). *a* — вариация P_∞ при фиксированных $P_0 = 0.4$ МПа, $T_0 = 42^\circ\text{C}$, *b* — вариация P_0 при фиксированных $P_\infty = 6$ Па, $T_0 = 32^\circ\text{C}$, *c* — вариация T_0 при фиксированных $P_0 = 0.6$ МПа и $P_\infty = 5$ Па. Значения коэффициентов: $k = 0.12$, $K = 0.256$.

что зависимости стремятся к постоянным пределам как при уменьшении размера кластеров, так и при его значительном увеличении. Нижний предел обусловлен постоянным значением коэффициентов в условиях отсутствия конденсации, а верхний — ограничением доли конденсата в струе, а также ограничением эффективности рассеяния мономерного фона (m — масса мономера) на кластерных частицах струи (M — масса кластера) при стремлении их соотношения к бесконечности ($M/m \rightarrow \infty$). Области изменения коэффициентов k и

K для обоих потоков ограничены диапазоном размеров кластеров $10 < \langle S \rangle < 10^4$.

Как показал проведенный нами анализ, полученные экспериментальные данные могут быть описаны формулой

$$r_m/d_* = \left(k_{\min} + \Delta k (1 - \exp(-\langle S \rangle/q)) \sqrt{N} \right), \quad (2)$$

где $\Delta k = k_{\max} - k_{\min}$; $k_{\max} = 0.134$ — максимальное значение $k(\langle S \rangle)$ в кластеризованном потоке при $\langle S \rangle \rightarrow \infty$;

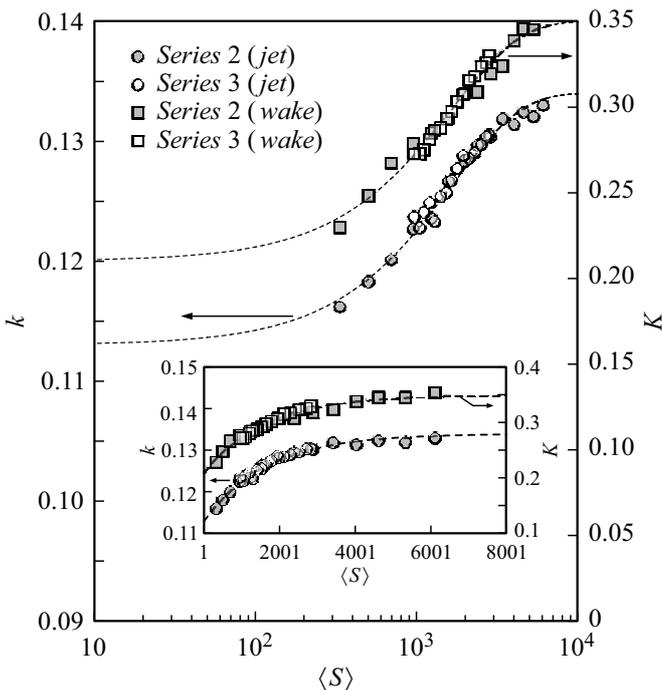


Рис. 3. Изменение коэффициентов k и K для традиционной струи и кластерного „следа“ соответственно при вариации P_0 (серия 2) и T_0 (серия 3) в зависимости от среднего размера кластеров в потоке $\langle S \rangle$ (в логарифмических и линейных координатах).

$q = 1650$ — постоянный коэффициент (одинаковый для обоих потоков), полученный при оптимизации зависимости, который совпал с величиной константы, входящей в зависимость Γ^* [4]. Очевидно, что в отсутствие конденсации, т. е. при $\langle S \rangle = 1$, множитель $\exp(-\langle S \rangle/q)$ стремится к единице, коэффициент k — к $k_{\min} = 0.113$, тогда как с ростом размера кластеров экспонента стремится к нулю, а коэффициент k — к k_{\max} . Полученная зависимость для коэффициента k в первичном потоке представлена на рис. 3 нижней линией (шкала численных значений по левой оси), для „следа“ — верхней (шкала значений по правой оси). Следует подчеркнуть, что в работе приводятся результаты только для одного из использованных сопел, параметры которого даны на рис. 2. Однако имеющиеся на настоящий момент у авторов данные для нескольких сверхзвуковых сопел также легли на предлагаемую обобщающую зависимость.

Таким образом, на основе выполненных измерений получены поправки в известную модель Ашкенаса–Шермана [1], учитывающие влияние процесса конденсации на геометрию традиционной сверхзвуковой струи и обнаруженного спутного кластерного потока. Установлено, что вид зависимости для кластерного „следа“ оказался аналогичным, что свидетельствует о схожести газодинамических процессов, определяющих форму и геометрические параметры в традиционных сверхзвуковых потоках и в спутной кластерной струе, формируемой

только в определенных условиях в процессе истечения традиционных струй с конденсацией. Установлены также некоторые различия между традиционной и кластерной струями. Полученные эмпирические зависимости в аргоне дают возможность оценивать влияние процесса конденсации на газодинамику сверхзвуковых струй при истечении в разреженную среду.

Финансирование работы

Работа выполнена при использовании оборудования Центра коллективного пользования „Прикладная физика“ НГУ с финансовой поддержкой гранта Российского научного фонда 22-19-00750.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H.Z. Ashkenas, F.S. Sherman, in *Proc. of the 4th Int. Symp. on rarefied gas dynamics* (Academic Press, N.Y., 1966), vol. 2, p. 84.
- [2] Н.И. Кисляков, А.К. Ребров, Р.Г. Шарафутдинов, ПМТФ, № 2, 42 (1975).
- [3] D. Sahoo, S.K. Karthick, S. Das, J. Cohen, *Exp. Fluids*, **62** (4), 89 (2021). DOI: 10.1007/s00348-020-03130-2
- [4] O.F. Hagena, *Surf. Sci.*, **106** (1-3), 101 (1981). DOI: 10.1016/0039-6028(81)90187-4
- [5] S. Schütte, U. Buck, *Int. J. Mass Spectrom.*, **220** (2), 183 (2002). DOI: 10.1016/S1387-3806(02)00670-X
- [6] А.Е. Зарвин, А.С. Яскин, В.В. Каляда, Б.С. Ездин, Письма в ЖТФ, **41** (22), 74 (2015). [А.Е. Zarvin, A.S. Yaskin, V.V. Kalyada, B.S. Ezdin, *Tech. Phys. Lett.*, **41** (11), 1103 (2015). DOI: 10.1134/S1063785015110279].
- [7] К.А. Дубровин, А.Е. Зарвин, В.В. Каляда, А.С. Яскин, Письма в ЖТФ, **46** (7), 32 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.07.49217.18011 [К.А. Dubrovin, A.E. Zarvin, V.V. Kalyada, A.S. Yaskin, *Tech. Phys. Lett.*, **46** (4), 335 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020040057].
- [8] А.Е. Зарвин, В.В. Каляда, В.З. Мадирбаев, Н.Г. Коробеишчиков, М.Д. Ходаков, А.С. Яскин, В.Е. Худозитков, S.F. Gimelshein, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **45** (5), 819 (2017). DOI: 10.1109/TPS.2017.2682901