

УДК 533.6.011.8+536.423.4+544.277.6

## ВЛИЯНИЕ КОНДЕНСАЦИИ НА РАЗМЕРЫ СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ В РАЗРЕЖЕННОЕ ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

А. Е. Зарвин, А. С. Яскин, В. В. Каляда

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия  
E-mails: zarvin@phys.nsu.ru, yas@nsu.ru, daf2@mail.ru

Экспериментально исследовано истечение сверхзвуковых струй аргона и азота через звуковые и сверхзвуковые сопла в разреженное затопленное пространство при высоком давлении торможения. Формы и размеры струй визуализировались путем регистрации излучения, возбуждаемого в исследуемом потоке пучком электронов. Определены зависимости геометрических параметров струй от условий истечения и кластерообразования при малых числах Рейнольдса, рассчитанных по характерному размеру струи. Установлено, что при увеличении давления торможения коэффициент пропорциональности между размером первой “бочки” сверхзвуковой струи и степенью расширения увеличивается. Впервые получены эмпирические зависимости коэффициента пропорциональности от размера кластеров, формирующихся в сверхзвуковых потоках.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, кластерообразование, электронно-пучковая визуализация.

DOI: 10.15372/PMTF20180111

В последние десятилетия исследование процессов формирования течений газов за звуковыми и сверхзвуковыми соплами вызывает большой интерес, что обусловлено широким кругом прикладных задач, реализуемых при использовании таких течений [1–3]. В исследованиях, проводимых на вакуумных газодинамических стендах при ограниченной производительности системы вакуумирования, используются сильно недорасширенные струи, истекающие из звуковых и сверхзвуковых сопел. Как правило, в таких струях происходит эжекция газа из окружающего пространства через боковые скачки уплотнения и замыкающий диск Маха (в случае звуковых сопел), соответственно значения числа Рейнольдса  $Re_L$ , рассчитанные по характерному размеру струи, небольшие (как правило,  $Re_L < 100$ ). При большом значении давления торможения  $P_0$  в форкамере сопла и, как правило, большом значении произведения  $P_0 d_* > 30$  кПа·мм ( $d_*$  — диаметр критического сечения сопла) в струе азота на ранних стадиях происходит кластерообразование, в таких легкоконденсирующихся газах, как аргон или диоксид углерода, имеет место развитая конденсация [4].

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках программы повышения конкурентоспособности научно-образовательных центров (№ 5-100) и с использованием оборудования центра коллективного пользования “Прикладная физика” физического факультета Новосибирского государственного университета.

© Зарвин А. Е., Яскин А. С., Каляда В. В., 2018

Этот диапазон режимов течения не рассматривался в традиционных работах по газодинамике. В работах, посвященных исследованию процессов конденсации в сверхзвуковых разреженных струях, практически не изучалось влияние кластерообразования на размеры и форму струй, в том числе в сильно недорасширенных режимах истечения.

Для расчета размеров и формы струй активно используются эмпирические формулы [5–7], в частности формула для определения продольного размера сверхзвуковой струи

$$x_L/d_* = k(P_0/P_h)^{1/2} = kN^{1/2},$$

где  $x_L$  — расстояние от среза сопла до диска Маха или X-образной конфигурации;  $P_h$  — давление в фоновом газе (окружающем пространстве);  $k$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от типа газа и числа Маха на выходном срезе сопла;  $N = P_0/P_h$  — степень расширения;  $d_*$  — диаметр критического сечения сопла. В настоящей работе предполагается, что в струе, истекающей в затопленное пространство, имеются кластеры, коэффициент пропорциональности  $k$  зависит от размера кластеров и доли конденсата в струе. Представляет интерес определение реальных размеров и формы струй, возможности использования того или иного значения коэффициента  $k$  при проведении исследований за соплами различных форм и размеров, прежде всего при работе с аргоном и азотом, а также с другими атмосферными газами.

**Экспериментальная установка и методика измерений.** Исследования выполнялись на газодинамическом плазмохимическом стенде отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета [8]. В вакуумной камере стенда (рис. 1) с помощью форвакуумного безмасляного насоса производительностью 0,5 м<sup>3</sup>/с давление понижалось до значения 0,1 ÷ 10,0 Па. Газовый источник (форкамера со сменным соплом) установлен на координатном механизме, обеспечивающем перемещение источника в параллельном и перпендикулярном оси потока направлениях.

Для визуализации сверхзвуковых струй использовался способ возбуждения свечения газовой струи с помощью пучка электронов [1, 6]. Источником пучка электронов, пересекающего струю в плоскости, перпендикулярной ее оси, служила электронно-оптическая

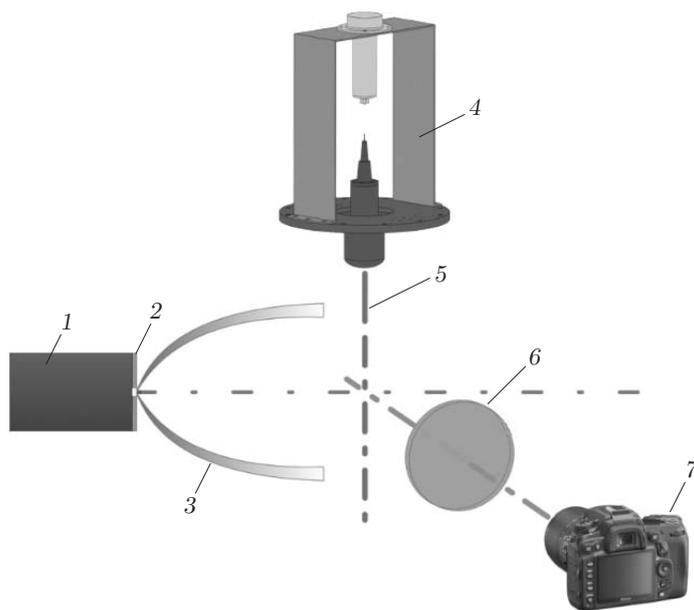


Рис. 1. Схема устройства для визуализации сверхзвуковой струи:

1 — форкамера, 2 — сопло, 3 — сверхзвуковая струя, 4 — источник электронов, 5 — пучок электронов, 6 — оптическое окно вакуумной камеры, 7 — фоторегистратор

система с катодом из гексаборида лантана, имеющая характеристики  $5 \div 60$  мА,  $8 \div 20$  кВ. Необходимое разрежение в объеме камеры источника электронов поддерживалось с помощью турбомолекулярных насосов. Свечение, возбуждаемое пучком электронов в газовой струе, регистрировалось через оптическое окно фотоаппаратом.

Используемые в работе давления торможения, диаметры звуковых сопел и геометрия сверхзвуковых сопел обеспечили значительный диапазон значений параметров формируемых сверхзвуковых струй исследованных газов, в том числе размеров образующихся в струях кластеров.

При взаимодействии с частицами газового потока электроны пучка инициируют развал кластеров, а также нагревают газ. Однако результаты проведенных ранее исследований и выполненные оценки показали, что эффективность возбуждения и ионизации частиц газового потока несущественна, доля взаимодействующих с электронами частиц менее 1 %. Поэтому изменением геометрии и формы визуализируемого газового потока в результате деструкции кластеров в настоящей работе пренебрегалось.

**Визуализация струй.** Результаты визуализации газовых струй аргона и азота, возбужденных электронами, для звукового и сверхзвуковых сопел при различных значениях параметров показаны на рис. 2. Для “засветки” всей области истечения пучок электронов специально расфокусировался. Расширению пучка способствовали также высокое давление фонового газа и большая удаленность электронной пушки от струи. Области более яркого свечения соответствует более высокая плотность газа и возбуждающих электронов. Как и предполагалось, газовые струи, истекающие из звукового сопла, имеют характерную бочкообразную форму с диском Маха (см. рис. 2, *а*). При истечении из сверхзвуковых сопел структура струй веретенообразная, со смыканием боковых скачков уплотнения (см. рис. 2, *б*). Следует отметить, что в струях аргона при давлениях торможения

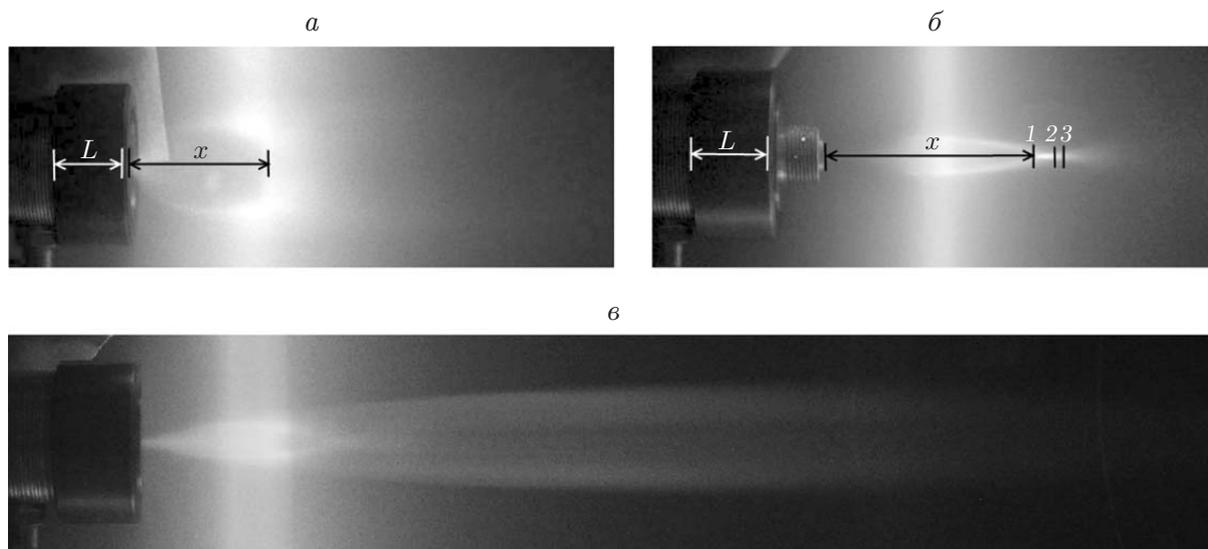


Рис. 2. Визуализация газовых струй аргона (*а*, *в*) и азота (*б*), истекающих из звукового (*а*) и сверхзвуковых (*б*, *в*) сопел:

*а* —  $d_* = 0,22$  мм,  $P_0 = 0,7$  МПа,  $P_h = 8,55$  Па; *б* —  $d_* = 0,215$  мм,  $d_a = 3,80$  мм,  $l = 17,0$  мм,  $P_0 = 0,6$  МПа,  $P_h = 9,39$  Па; *в* —  $d_* = 0,17$  мм,  $d_a = 2,40$  мм,  $l = 8,15$  мм,  $P_0 = 0,6$  МПа,  $P_h = 4,50$  Па; 1–3 — положение области смыкания боковых висячих скачков и зоны смешения (1 — начало смыкания боковых скачков уплотнения (граница темной области), 2 — условная середина X-образной конфигурации, 3 — внешний контур области смыкания боковых скачков уплотнения первичной струи

$P_0 > 0,1$  МПа обнаружен исходящий из первичной веретенообразной струи протяженный “след” (см. рис. 2, в), ограниченный боковыми зонами смещения и имеющий аксиальную структуру. Длина этого следа составляет не менее пяти размеров первичной струи [9]. Подобная структура струи аргона имела место при активном формировании в ней кластеров больших размеров.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния конденсации в разреженном недорасширенном сверхзвуковом потоке на размеры струй до диска Маха или до смыкания боковых скачков уплотнения.

**Определение размеров струй.** В работе тщательно измерялись параметры, от которых зависит размер струй. Геометрические размеры исследуемых струй определялись путем сопоставления размеров их изображений с известными геометрическими размерами деталей и узлов, находящихся внутри вакуумной камеры и соосных газовой струе (см. рис. 2). На рис. 2 размер  $L$  соответствует толщине накидной гайки форкамеры сопла,  $x$  — измеряемый размер первой “бочки” струи.

Поскольку эксперименты проводились при сравнительно малых значениях числа Рейнольдса ( $Re_L = 15 \div 130$ ) и значительном проникании в струю фонового газа, выбор реальных границ струй по их изображению представляет собой определенную проблему. На рис. 2, б пересекающими ось струи вертикальными линиями 1–3 обозначены возможные варианты положения области смыкания боковых висячих скачков и зоны смещения. В настоящей работе путем варьирования яркости и контрастности фотографий с наименьшей погрешностью определено положение линии 2, которая во всех измерениях принималась в качестве границы первой “бочки”. В струях за звуковым соплом в качестве границы была принята середина области интенсивного свечения диска Маха.

Систематическая погрешность измерения линейных размеров струи и поправки на геометрические искажения определены в модельном эксперименте путем фотографирования шаблона с известными размерами. Для контроля корректности геометрических измерений размеров струи использовался катетометр КМ-608. Погрешность определения линейных размеров струи после введения поправок на искажения (минимизация ошибок параллакса) не превышала 2 % при расстояниях от сопла, меньших 20 мм, и 0,5 % при больших расстояниях.

Погрешность измерения давления в форкамере  $P_0$  датчиком давления Simens Sitrans PZ составляла 0,5 %, погрешность задания давления регулятором давления Alicat Scientific PCD  $\pm 0,8$  %.

Наибольшую погрешность вносили измерения давления  $P_h$  окружающего (фонового) газа. Для того чтобы минимизировать ошибку, измерения выполнялись одновременно с помощью трех датчиков: Mikropirani 925C, Micro-Ion-Plus 356 и CC 10. Анализ результатов измерений показал, что различие данных первых двух датчиков не превышало 8 %. Поэтому далее использовалось среднеарифметическое значение показаний именно этих датчиков.

**Определение коэффициента пропорциональности  $k$ .** При проведении измерений учитывались следующие факторы. Во-первых, при изменении давления торможения размеры струи могут измениться вследствие влияния кластеров при изменении их размеров, что и являлось предметом изучения. Во-вторых, при изменении давления торможения, т. е. расхода газа через сопло, изменяется давление фонового газа ввиду ограниченности вакуумной системы. В-третьих, при фиксированном  $P_h$  размеры струи зависят от значения  $P_0$ . Поэтому эксперименты по определению коэффициента  $k$  проводились путем измерения размеров струи (первой “бочки”) при изменении давления фонового газа и фиксированных значениях давления торможения. Давление  $P_h$  изменялось за счет дополнительной контролируемой подачи исследуемого газа в камеру расширения через боковой натекаТЕЛЬ.

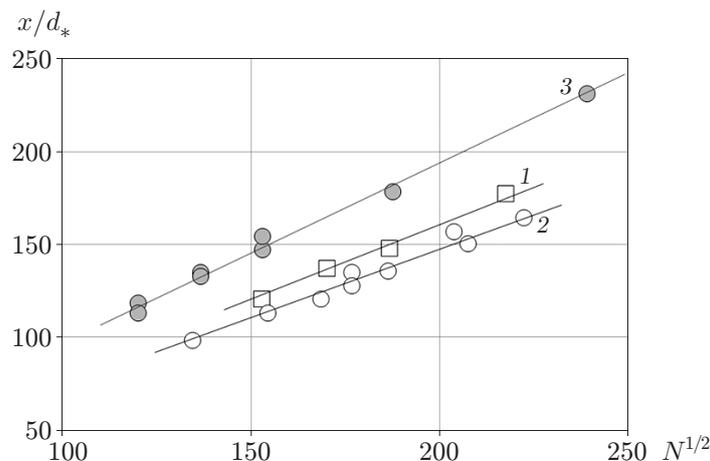


Рис. 3. Зависимость коэффициента  $k$  от степени расширения  $N^{1/2}$  при  $P_0 = 0,5$  МПа и различных значениях параметров: точки — эксперимент, линии — линейные аппроксимации; 1, 2 — звуковое сопло ( $d_* = 0,22$  мм), 3 — сверхзвуковое сопло ( $d_* = 0,215$  мм,  $d_a = 3,80$  мм,  $l = 17,0$  мм); 1 — азот ( $R^2 = 0,99$ ), 2, 3 — аргон (2 —  $R^2 = 0,97$ , 3 —  $R^2 = 0,99$ )

Ограниченные возможности вакуумной системы установки, а также необходимость выбора режимов с большими значениями  $P_0$  для обеспечения условий кластерообразования значительно уменьшают диапазон значений  $P_h$  при больших значениях  $P_0$  (следовательно, и расходов газа через сопло). При малых значениях  $P_0$  ограничение диапазона  $P_h$  обусловлено значительным уменьшением значения  $Re_L$ .

Результаты измерений размера первой “бочки”  $x/d_*$  с целью определения значения коэффициента  $k$  при фиксированном значении  $P_0 = 0,5$  МПа и различных значениях  $P_h$  для звукового сопла в азоте и аргоне, а также для сверхзвукового сопла в аргоне приведены на рис. 3. На рис. 3 также указана достоверность  $R^2$  линейной аппроксимации экспериментальных значений. Видно, что несмотря на ограниченность выборки, достоверность превышает значение  $R^2 = 0,97$ . Аналогично при различных значениях  $P_0$  определены значения коэффициента  $k$  при других экспериментальных режимах.

**Результаты исследования и их обсуждение.** На рис. 4 представлены зависимости коэффициента  $k$  от давления торможения для звукового и сверхзвуковых сопел. При истечении струи из звукового сопла с увеличением давления торможения коэффициент  $k$  медленно увеличивается. В эксперименте со сверхзвуковым соплом коэффициент  $k$  увеличивался более интенсивно, однако при давлениях торможения  $P_0 > 0,4$  МПа увеличение коэффициента  $k$  практически прекращается. При этом при экстраполяции средних значений коэффициента  $k$  в область низких давлений как для звукового, так и для сверхзвукового сопла (см. рис. 4) с достаточно высокой вероятностью получаются значения, близкие к известным данным:  $k_0 = 0,67$  для азота,  $k_0 = 0,71$  для аргона. По мнению авторов данной работы, увеличение коэффициента  $k$  в исследованных режимах обусловлено влиянием конденсации потоков.

Масс-спектрометрия кластеров большого размера является достаточно сложной задачей, поэтому в настоящей работе размеры образующихся кластеров оценивались по эмпирическим формулам [10], при истечении аргона через сверхзвуковые сопла — по расчетным данным [11]. Средние значения размеров кластеров  $S$  (т. е. числа атомов или молекул в кластере) для звукового и сверхзвуковых сопел, оцененные с использованием [10, 11], приведены в таблице.

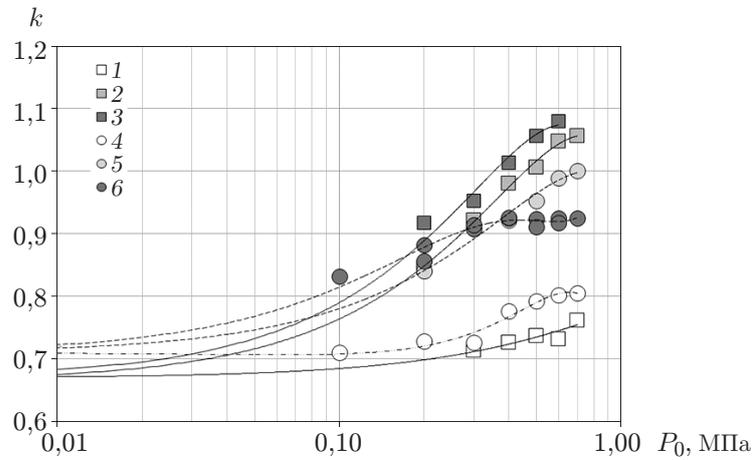


Рис. 4. Зависимость коэффициента  $k$  от давления торможения  $P_0$  в азоте (1–3) и аргоне (4–6) для звукового (1, 4) и сверхзвуковых (2, 3, 5, 6) сопел: точки — эксперимент, линии — полиномиальная аппроксимация; 1, 4 —  $d_* = 0,22$  мм, 2, 5 —  $d_* = 0,215$  мм,  $d_a = 3,80$  мм,  $l = 17,0$  мм, 3, 6 —  $d_* = 0,28$  мм,  $d_a = 2,41$  мм,  $l = 8,10$  мм; 1 —  $R^2 = 0,81$ , 2 —  $R^2 = 0,99$ , 3 —  $R^2 = 0,94$ , 4 —  $R^2 = 0,96$ , 5 —  $R^2 = 0,96$ , 6 —  $R^2 = 0,91$

Среднее число атомов или молекул в кластере  $S$

$P_0$ , МПа	$S$							
	Данные работы [10]						Данные работы [11]	
	ЗС ( $d_* = 0,22$ мм)		СС ( $d_* = 0,22$ мм, $d_a = 3,8$ мм, $L = 17$ мм)		СС ( $d_* = 0,28$ мм, $d_a = 2,41$ мм, $L = 10,8$ мм)		СС ( $d_* = 0,22$ мм, $d_a = 3,8$ мм, $L = 17$ мм)	СС ( $d_* = 0,28$ мм, $d_a = 2,41$ мм, $L = 10,8$ мм)
	Азот	Аргон	Азот	Аргон	Азот	Аргон	Аргон	Аргон
0,1	1	7	5	104	7	211	120	130
0,2	1	22	15	700	21	1075	—	—
0,3	2	43	30	1815	40	2788	320	430
0,4	3	69	48	3568	65	5482	—	—
0,5	5	99	69	6028	94	9261	630	1100
0,6	6	198	118	9253	182	14 214	820	1600
0,7	8	284	170	13 293	—	20 420	—	—

Примечание. ЗС — звуковое сопло, СС — сверхзвуковое сопло.

Размеры кластеров, полученные с использованием формул [10], во всех проведенных экспериментах, за исключением случая  $P_0 < 0,1$  МПа, превышали размеры, оцененные с использованием [11]. В настоящей работе в качестве верхнего предела среднего размера кластеров использовались данные [10], позволяющие провести оценки во всех исследованных режимах.

Зависимость коэффициента  $k$  от среднего размера кластеров [10] для звукового и сверхзвуковых сопел приведены на рис. 5. В случае если средний размер кластеров  $S < 1000$ , как в азоте, так и в аргоне наблюдается устойчивое увеличение коэффициента  $k$ . При увеличении размера кластеров в аргоне ( $S > 1000$ ) рост  $k$  практически прекращается. Можно предположить, что при взаимодействии истекающего газа с фоновым, априори

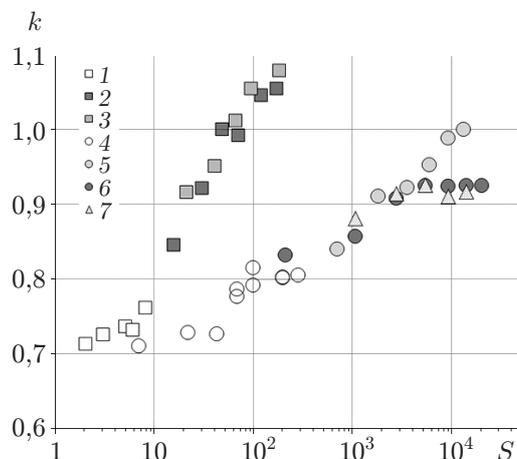


Рис. 5. Зависимость коэффициента  $k$  от среднего размера кластера [10] для азота (1–3) и аргона (4–7) при различных значениях параметров: 1, 4 —  $d_* = 0,22$  мм, 2, 5 —  $d_* = 0,215$  мм,  $d_a = 3,80$  мм,  $l = 17,0$  мм, 3, 6, 7 —  $d_* = 0,28$  мм,  $d_a = 2,41$  мм,  $l = 8,10$  мм

мономерным, кластеры, являющиеся существенно более тяжелыми частицами, в процессе столкновений обеспечивают некоторое дополнительное движение частиц фонового газа, увеличивая размер первой “бочки” струи.

**Заключение.** Согласно литературным данным (см., например, [3]) оценка среднего размера кластеров по формулам [10] является несколько завышенной (по расчетам [11] — заниженной), и в настоящей работе коэффициент  $k$  достигает предельного значения, по-видимому, при меньших средних размерах кластеров, чем на приведенной на рис. 5 зависимости.

При увеличении доли конденсата вследствие формирования новых олигомерных частиц и одновременном увеличении размера кластеров (средние значения  $P_0$  в струях аргона в настоящей работе) увеличение  $k$  наблюдается для всех сопел. При переходе от конденсации в струе к преимущественной коалесценции и коагуляции кластеров, когда доля конденсата достигает максимума (большие значения  $P_0$ ), значение  $k$  стабилизируется для всех сопел.

Данное предположение подтверждается обнаруженным различием значений коэффициента  $k$  в аргоне при фиксированном размере кластеров для сверхзвуковых сопел различной геометрии в области достижения кластерами максимальных размеров. Это не является следствием погрешности измерений, поскольку результаты экспериментов для одного и того же сопла совпадают (см. рис. 5). При этом при сравнительно небольших размерах кластеров все экспериментальные данные, с учетом экспериментального разброса, описываются одной зависимостью. По-видимому, соотношение доли конденсата и размера кластеров для различных сверхзвуковых сопел различно, что оказывает влияние на значение  $k$  при больших размерах кластеров.

Следует отметить, что в азоте коэффициент  $k$  увеличивается более существенно, чем в аргоне. Более ранняя и “быстрая” конденсация в струе аргона, по-видимому, приводит к формированию больших кластеров аргона уже на начальном участке струи, вблизи выходного среза. Как следствие тяжелые кластеры достаточно легко проникают через боковые скачки уплотнения, формируя “след”, что уменьшает влияние кластеров на размеры струи.

Можно также предположить, что сечение столкновений кластеров с мономерами в струях азота больше, чем в аргоне. В предположении, что столкновения являются упругими, данное различие может достигать 30 %.

Данные, позволяющие учитывать влияние доли конденсата на размер струи, отсутствуют. Полагается, что модель данного процесса может быть сформулирована только на основе численных расчетов.

Необходимо учитывать, что суммарная доля конденсата в недорасширенных сверхзвуковых струях не превышает 30 %, причем в условиях развитой конденсации с увеличением среднего размера кластеров уменьшается их число. Поэтому превышение значений коэффициента  $k$  при наличии конденсации над его значениями в отсутствие конденсации не может быть неограниченным. Предположительно, существует предельное значение  $k$ , соответствующее максимальной доле конденсата, размерам и числу кластеров в струе, которое зафиксировано в проведенных экспериментах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимов Ю. И., Ярыгин В. Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия. 2. Истечение в затопленное пространство // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2012. Т. 13, № 2. [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/315/>.
2. Анискин В. М., Миронов С. Г., Маслов А. А. Реламинаризация в сверхзвуковых микроструях при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 16. С. 47–54.
3. Korobeishchikov N. G., Penkov O. I. Simple method to gas cluster size determination based on molecular beam cross-section // Vacuum. 2016. V. 125, N 3. P. 205–208.
4. Madirbaev V. Zh., Zarvin A. E., Korobeishchikov N. G. The phenomenon of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures // Advances in nonequilibrium processes: plasma, combustion, and atmosphere / Ed. by A. M. Starik, S. M. Frolov. M.: Torus Press, 2014. P. 76–82.
5. Carlson D. J., Lewis C. H. Normal shock location in underexpanded gas and gas-particle jets // AIAA J. 1964. V. 2, N 4. P. 776–777.
6. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // ПМТФ. 1975. № 2. С. 42–52.
7. Pauly H. Atom, molecule and cluster beams. 1. Basic theory, production and detection of thermal energy beams. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2000.
8. Зарвин А. Е., Каляда В. В., Яскин А. С. и др. Экспериментальная установка для плазмохимических исследований // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 6. С. 50–56.
9. Зарвин А. Е., Яскин А. С., Каляда В. В., Ездин Б. С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 22. С. 74–81.
10. Hagen O. F. Cluster ion sources // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 2374–2379.
11. Korobeishchikov N. G., Skovorodko P. A., Kalyada V. V., et al. Experimental and numerical study of high intensity argon cluster beams // AIP Conf. Proc. 2014. V. 1628. P. 885–892.

*Поступила в редакцию 29/VIII 2016 г.,  
в окончательном варианте — 19/I 2017 г.*