

03;12

Газодинамика импульсных сверхзвуковых недорасширенных струй: пространственно-временные характеристики

© Н.Г. Коробейщиков, А.Е. Зарвин, В.Ж. Мадирбаев

Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: korobei@ci.nsu.ru, zarvin@phys.nsu.ru

(Поступило в Редакцию 25 декабря 2003 г.)

Выполнены экспериментальные исследования газодинамики нестационарного истечения He, Ar, N₂ и SiH₄ из звукового сопла в пространство с пониженным давлением фона при умеренных степенях нерасчетности $n \sim 10^3 - 10^6$ и числах Рейнольдса $Re_L \sim 10^0 - 10^2$. Определены времена запуска струй, сформированных в виде импульсов конечной длительности. Результаты обобщены в безразмерных параметрах подобия. Установлены закономерности движения переднего и заднего фронтов в импульсных струях разных газов. Обнаружено, что передний фронт импульсного потока движется со скоростью, существенно меньшей предельной скорости истечения. Показано, что динамика истечения определяется соотношением импульсов истекающего газа и вытесняемого из области течения фонового газа. Протяженность области стационарного течения в импульсной струе монотонно уменьшается при движении газа вниз от источника и при увеличении давления фонового газа за счет ухода частиц в замыкающую волну разрежения и увеличивается с ростом импульса источника как результат более интенсивного вытеснения фонового газа из области течения.

Введение

Импульсные газоструйные источники успешно используются в экспериментах по столкновительному рассеянию пучков [1,2], при изучении релаксационных процессов в свободных струях [3,4], молекулярной спектроскопии и фотохимии [5–8], для импульсного напуска газа в высоковакуумные ядерные установки [9,10], при осаждении пленок полупроводниковых материалов для современной электроники [11,12], для решения других исследовательских и прикладных задач [13]. Преимущество импульсных источников перед стационарными — их высокая экономическая эффективность. Установки с такими источниками, как правило, малогабаритны, не нуждаются в вакуумных системах большой производительности, обеспечивают экономию дорогостоящих рабочих материалов. Импульсные источники дают также возможность получения газовых потоков с параметрами (расход газа, локальная плотность и др.), труднодостижимыми в стационарных струях.

Основными пространственно-временными характеристиками импульсных струй являются время запуска струи и длительность (протяженность) области стационарного течения. Временем запуска нестационарной струи называют интервал времени от момента открытия источника до момента установления течения со стационарными параметрами на данном расстоянии от сопла. В пределах стационарной области характеристики потока не изменяются в течение конечного промежутка времени и задаются показателем адиабаты истекающего газа γ и параметрами газа в источнике: давлением торможения P_0 , температурой торможения T_0 . Полное время запуска нестационарной струи включает в себя время установления течения на выходе сопла (запуск

сопла) и время установления стационарного течения непосредственно в свободной струе.

Задача о минимальном времени Δt_{\min} , в течение которого импульсный клапан должен быть открытым для установления на выходе сопла стационарных параметров течения, рассматривалась в работе [14]. Показано, что Δt_{\min} пропорционально корню из молекулярной массы и при фиксированной величине $P_0 \cdot d$ увеличивается линейно с увеличением диаметра выходного отверстия клапана d . Так, при величине $P_0 \cdot d = 1.33 \text{ kPa} \cdot \text{mm}$ минимальная длительность импульса, необходимая для установления стационарных параметров на срезе сопла, согласно [14], составляет для гелия $\sim 4 \mu\text{s}$, для аргона $\sim 15 \mu\text{s}$, для азота $\sim 18 \mu\text{s}$.

Время запуска свободной струи задается движением передней части нестационарного потока, что, очевидно, определяется взаимодействием истекающего из источника газа и окружающего фонового газа. Можно выделить следующие режимы истечения: в область с очень низким остаточным давлением фонового газа (теоретический предел — истечение в вакуум), в сплошную среду (затопленное пространство) и в пространство с пониженным давлением фона (переходный режим). Условные границы этих областей приведены на рис. 1 в координатах $P_0/P_b = f(P_b)$, где P_b — давление остаточного газа.

При запуске сверхзвуковой струи в пространство с низким давлением фона (область А) за передней границей истекающего газа (кривая 1) формируется первичная (стартовая) волна разрежения, задняя граница которой является передней границей области стационарного течения (кривая 2). На практике такие условия наблюдаются при очень больших степенях нерасчетности $n > 10^6$ и малых давлениях фона $P_b < 10^{-3} \text{ Pa}$. Как показано в теоретических [15–17], эксперименталь-

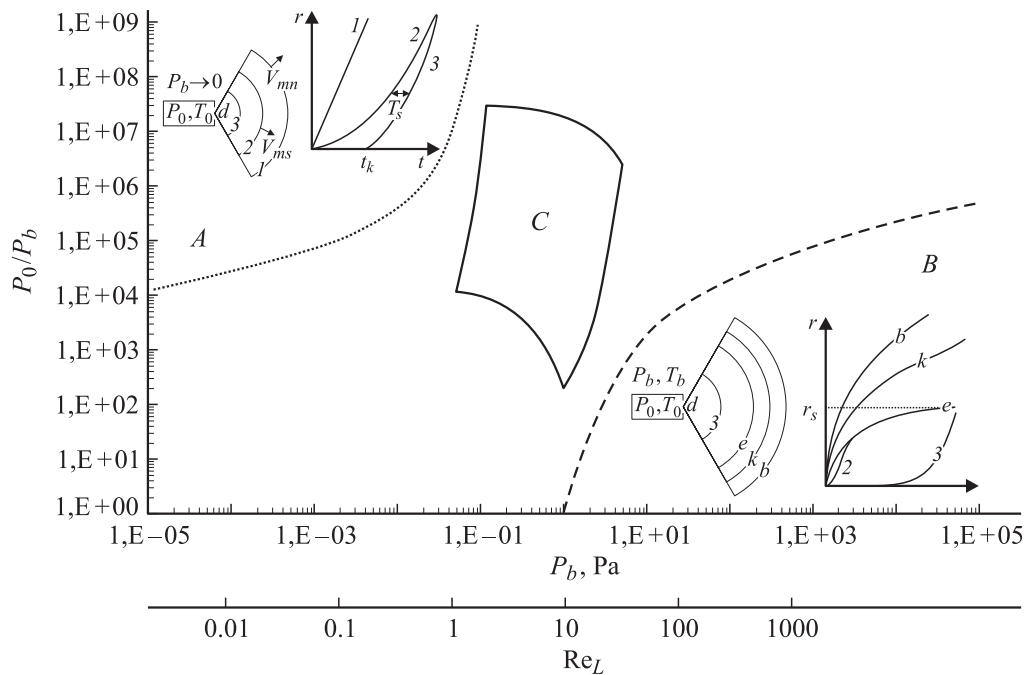


Рис. 1. Режимы истечения и структура импульсных сверхзвуковых газовых струй. *A* — истечение в вакуум, *B* — истечение в затопленное пространство, *C* — истечение в пространство с пониженным давлением.

ных [18,19] работах и модельных расчетах [20], движение передней границы истекающего газа не зависит от давления фонового газа, а определяется предельной скоростью нестационарного истечения v_{mn} .

$$v_{mn} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} a_*, \quad (1)$$

где a_* — скорость звука в критическом сечении сопла.

В то же время скорость движения передней границы стационарной области равна максимальной скорости стационарного истечения v_{ms} для данного газа и определяется полной энтальпией истекающего газа h_0

$$v_{ms} = \sqrt{2h_0} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} a_*. \quad (2)$$

Таким образом, при истечении в пространство с очень низким давлением фона время запуска нестационарной струи определяется максимальной скоростью стационарного истечения v_{ms} данного газа. При продвижении газа от источника протяженность передней волны разрежения увеличивается.

Другой крайний случай — нестационарное истечение газа в затопленное пространство с большим давлением фона $P_b \sim 10$ Па и выше, при малых степенях нерасчетности $n \sim 10^0 - 10^2$ (область *B* на рис. 1). Характерный пример — истечение ударно нагретых газов из звуковых и сверхзвуковых сопел. В этом случае противодействие фонового газа столь велико, что на переднем фронте течения практически сразу образуется ударно-волновая структура из разделенных контактной поверхностью (k)

сжатых слоев истекающего газа (e) и фонового (b), вытесняемого из области течения. Передней границей области стационарного течения является вторичная ударная волна (e), движение которой и определяет время запуска струи. В [21–23] измерялись скорости движения характерных поверхностей, исследовалась тонкая вихревая структура течения, распределение плотности истекающего газа в различные моменты времени и на разных расстояниях от источника. Модель радиального внезапно включенного стационарного источника (РВВСИ) [15] позволяет описать закономерности движения характерных термодинамических разрывов.

Для практических приложений наибольший интерес представляет область, промежуточная между *A* и *B*, истечение в пространство с пониженным давлением фона ($P_b \sim 10^{-2} - 10^0$ Па) при умеренных степенях нерасчетности ($n \sim 10^3 - 10^6$). Именно такие режимы часто реализуются в экспериментальных исследованиях с нестационарными газовыми струями и молекулярными пучками. Допустимый относительно высокий уровень фона позволяет использовать большие мгновенные расходы газа, благодаря чему удается формировать сверхзвуковые струи с развитыми релаксационными процессами. Однако детальных экспериментальных исследований в таких или близких к ним условиях истечения не проводилось.

Большинство имеющихся работ посвящено изучению процессов на переднем фронте нестационарного потока, т.е. запуску стационарного источника. Понятие „импульсность“ течения предполагает, что газовый источник работает конечное время, после чего в идеале мгновенно

закрывается. В реальных условиях процесс существенно усложнен из-за наличия переходных процессов при включении и выключении газового источника. В момент выключения подачи газа от источника отходит замыкающая (вторичная) волна разрежения, течение в которой нестационарно. Распространение по потоку вторичной волны разрежения определяет заднюю границу стационарной области (кривая 3 на рис. 1). Таким образом, возникает задача о времени существования (протяженности в пространстве) стационарного течения на данном расстоянии от импульсного источника.

Согласно теоретической модели [15], при импульсном истечении газа в вакуум (область А) время существования стационарного течения вниз по потоку уменьшается. Происходит диссипация газового импульса за счет ухода частиц в переднюю и заднюю волны разрежения. В результате возможна ситуация, когда даже при выполнении условий на запуск сопла в точке измерения на конечном расстоянии от источника течение не достигает стационарных параметров. Показано, что при истечении в вакуум длительность стационарной области зависит от показателя адиабаты истекающего газа γ . Можно предположить, что присутствие фонового газа должно существенно влиять на длительность области стационарного течения, однако такие экспериментальные данные отсутствуют.

Целью настоящего исследования являются изучение газодинамики импульсного струйного истечения газа с умеренными степенями нерасчетности при числах Рейнольдса $Re_L \sim 10^0 - 10^2$, определение закономерностей движения переднего фронта и формирования квазистационарной области течения в этих условиях. Область режимов, в которых проводились измерения, ограничена на рис. 1 штрихпунктиром.

Экспериментальное оборудование и средства диагностики

Работа выполнена на газодинамическом стенде ЛЭМПУС Новосибирского государственного университета [24]. В качестве источника газа использовался электромагнитный клапан, конструкция и схема управления которого позволили формировать сверхзвуковые импульсные струи с регулируемыми параметрами: длительностью импульса 0.3–3 ms, частотой до 10 Hz [25]. Клапан установлен в камере расширения на координатном механизме, позволяющем изменять расстояние от источника до точки измерения.

Основная часть измерений производилась в молекулярном пучке при использовании в качестве детектора квадрупольного масс-спектрометра MS 7303 с ионизацией электронным ударом. Газодинамический молекулярный пучок формировался из импульсной струи с помощью скиммера ($d_S = 0.53$ mm) и коллиматора ($d_C = 6$ mm). Расстояние от скиммера до ионизатора (пролетная база молекулярного пучка) составля-

ло 690 mm. Управление экспериментом, регистрация и обработка данных измерений осуществлялись с помощью разработанной системы регистрации импульсных сигналов с выводом данных на персональный компьютер [26].

Часть измерений выполнена в импульсной струе методом электронно-пучковой диагностики с регистрацией сигналов в видимой части спектра [27], что позволило работать на малых расстояниях от источника.

В работе исследовано истечение гелия, аргона, азота и моносилана из звуковых сопел диаметром $d = 1$ и 0.55 mm при вариации давления торможения P_0 в пределах от 10^0 до 10^3 kPa на расстояниях от импульсного источника 10–225 калибров. Давление фонового газа в камере расширения P_b поддерживалось на уровне 0.1–1 Pa. Регистрировались следующие характеристики газовых импульсов: время прихода переднего T_{i1} и заднего T_{i2} фронтов истекающего газа (определялись на половине абсолютной высоты импульса) и полуширина газового импульса $D_i = T_{i1} - T_{i2}$. Методика проведения измерений и обработки экспериментальных данных подробно описана в [24].

Экспериментальные результаты

Величины основных безразмерных параметров, характеризующие исследованные режимы истечения, приведены в табл. 1. Степень нерасчетности n показывает, что для всех газов во всем диапазоне давлений P_0 струи являлись сильно недорасширенными ($n \gg 1$). Для всех режимов число Рейнольдса, рассчитанное по срезу сопла, $Re_a > 10^2$, что соответствует сплошному истечению на выходе из сопла. Согласно оценкам, для всех экспериментальных режимов число Рейнольдса по струе $Re_L < 10^2$. В таких условиях на газодинамическую структуру и параметры стационарных струй начинают влиять эффекты разреженности: размывается характерная бочкообразная ударно-волновая структура, возможна диффузия фонового газа в ядро струи [28]. Таким образом, все исследуемые режимы относятся к переходным режимам течения с заметным влиянием фонового газа. Для характеристики импульсных струй используют критерий гомохронности, или число Струхалы Sh. В наших условиях при начальной длительности газового импульса ~ 1.5 ms для всех газов $Sh > 10^2$, что соответствует режиму длинных импульсов.

Примеры изменения плотности на оси импульсного потока при прохождении газового импульса представлены на рис. 2 и 3. Данные получены с помощью молекулярно-пучковой масс-спектрометрии в струе гелия за звуковым соплом $d = 0.55$ mm на фиксированном расстоянии сопло–скиммер $x/d = 100$ при варьировании давления торможения (рис. 2) и при фиксированном P_0 на разных расстояниях от источника (рис. 3). Амплитуды всех сигналов отнормированы к единице в максимуме. По шкале абсцисс отложено время от

Таблица 1. Расчетные безразмерные параметры импульсного течения

Давление торможения P_0 , Па	Давление фона P_b , Па	Степень нерасчетности n		Число Рейнольдса по срезу сопла $Re_a = \rho_a v_a d / \mu_a$			Число Рейнольдса по размеру струи $Re_L = Re_a / N^{0.5}$			Число Струаля $Sh = D \cdot v_a / d$		
		He, Ar	N ₂	He	Ar	N ₂	He	Ar	N ₂	He	Ar	N ₂
1.0E+03	5.0E-02	9.4E+03	1.1E+02	5.2E+02	1.5E+02	1.4E+02	6.0E-01	1.7E+00	1.6E+00	8.8E+02	2.8E+02	2.4E+02
1.0E+04	8.0E-02	5.9E+04	6.3E+04	5.2E+02	1.5E+03	1.4E+03	1.9E+00	5.3E+00	5.0E+00			
1.0E+05	1.3E-01	3.6E+05	3.9E+05	5.2E+03	1.5E+04	1.4E+04	6.0E+00	1.7E+01	1.6E+01			
1.0E+06	3.0E-01	1.6E+06	1.7E+06	5.2E+04	1.5E+05	1.4E+05	1.9E+01	5.3E+01	5.0E+01			

Примечание. Звуковое сопло $d = 1$ мм.

момента запуска клапана. Газовые импульсы имеют передний фронт длительностью $\sim 180\text{--}200\ \mu\text{s}$ и плоский участок длительностью $\sim 500\ \mu\text{s}$. На заднем фронте присутствует длинный, медленно спадающий „хвост“, протяженность которого обусловлена аппаратной функцией ионизатора масс-спектрометра.

На фиксированном расстоянии от источника с ростом P_0 передний фронт газовых импульсов смещается в сторону меньших времен. При этом положение заднего фронта не меняется. При увеличении расстояния передний и задний фронты сдвигаются в сторону больших времен. В обоих случаях форма импульсов практически не меняется и определяется временем открывания клапана. Аналогичное изменение формы импульсов наблюдается и для других газов, если кластерообразование в потоке несущественно.

Влияние давления торможения на времена прихода переднего T_{i1} и заднего T_{i2} фронтов импульса показано на рис. 4. Результаты получены на нескольких

расстояниях сопло–скиммер в струе гелия, истекающего из сопла $d = 1$ мм. На всех расстояниях характер зависимостей одинаков: с ростом P_0 до 150 кПа время прихода импульса T_{i1} монотонно уменьшается. Время прихода заднего фронта T_{i2} практически не меняется, поэтому полуширина импульса D_i увеличивается. При дальнейшем росте P_0 и соответственно расхода газа через сопло начинается торможение переднего фронта импульса и уменьшение его полуширины, причем эти изменения коррелируют с ростом давления фонового газа.

Полуширины импульсов в струях гелия, азота и аргона для нескольких фиксированных давлений торможения и одинаковой начальной длительности импульса на выходе из сопла, полученные с помощью молекулярно-пучковых измерений на разных расстояниях от источника, представлены на рис. 5. Здесь же приведены значения, полученные в азоте с помощью электронно-пучковой диагностики на расстояниях от

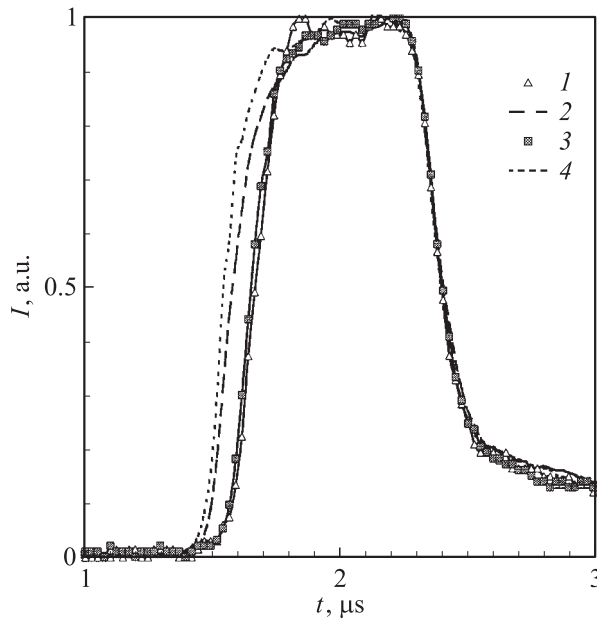


Рис. 2. Газовые импульсы в молекулярном пучке гелия при разных давлениях торможения. Звуковое сопло $d = 0.55$ мм. Расстояние сопло–скиммер $x/d = 100$. $P_0 = 80$ (1), 250 (2), 140 (3), 300 кПа (4).

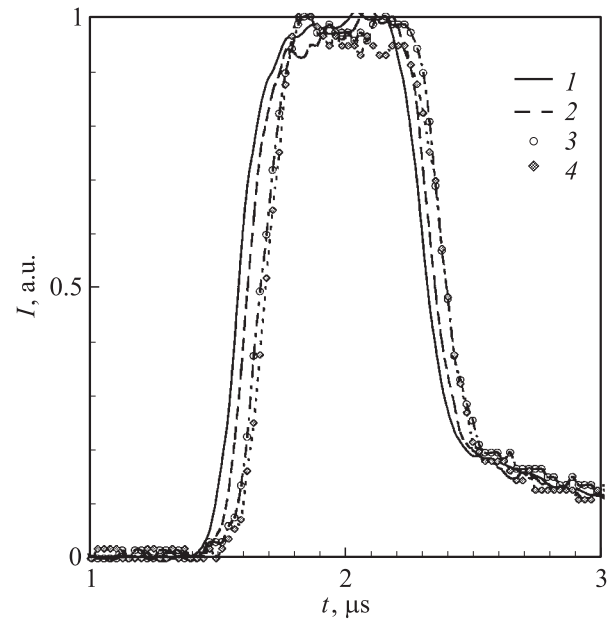


Рис. 3. Газовые импульсы в молекулярном пучке гелия на разных расстояниях сопло–скиммер. Звуковое сопло $d = 0.55$ мм. Давление торможения $P_0 = 100$ кПа. $x/d = 40$ (1), $x/d = 80$ (2), 100 (3), $x/d = 150$ (4).

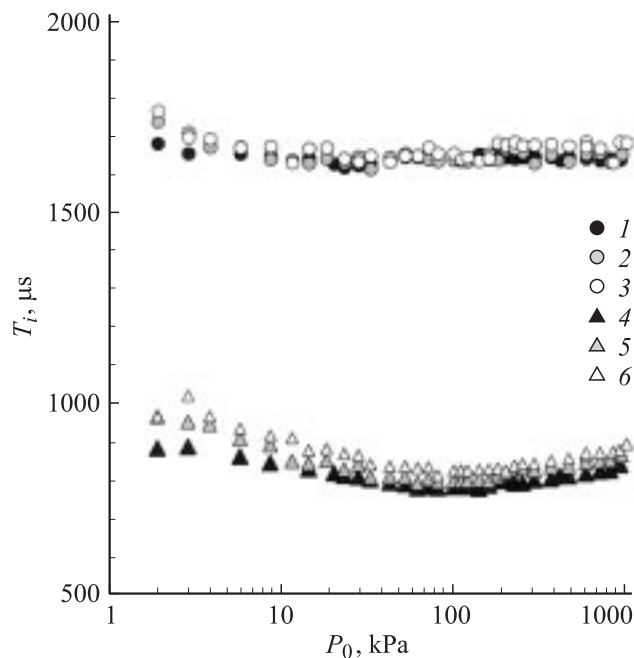


Рис. 4. Зависимость времени прихода переднего T_{i1} (1–3) и заднего T_{i2} (4–6) фронта импульса от давления торможения P_0 в молекулярном пучке гелия на различных расстояниях сопло–скиммер. Звуковое сопло $d = 1$ мм. 1, 4 — $x/d = 125$; 2, 5 — $x/d = 150$; 3, 6 — $x/d = 175$.

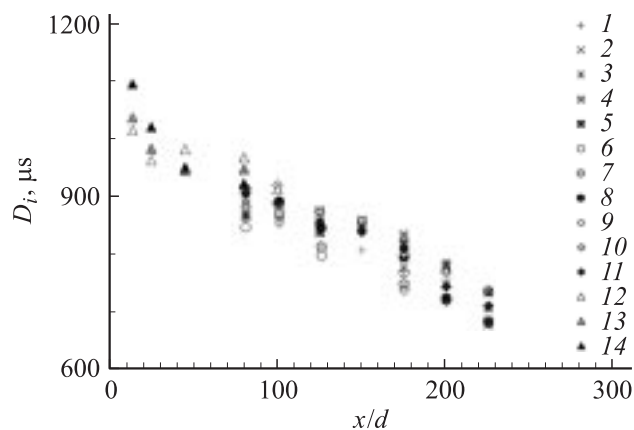


Рис. 5. Зависимость полуширины импульса D_i от расстояния до точки измерения (электронно-пучковые измерения 12–14) или до входного сечения скиммера (молекулярно-пучковые измерения 1–11) в различных газах при фиксированных значениях давления торможения. Звуковое сопло $d = 1$ мм. Не: 1 — $P_0 = 28$, 2 — 70, 3 — 100, 4 — 225, 5 — 460 кПа; Ar: 6 — $P_0 = 5$, 7 — 15, 8 — 30 кПа; N_2 : 9 — $P_0 = 5$, 10 — 50, 11 — 100, 12 — 100, 13 — 180, 14 — 350 кПа.

источника $x/d = 14$ –100. Видно, что для всех газов вниз по течению полуширина газового импульса (а следовательно, и длительность стационарной области) уменьшается. Так как полуширина импульса на входе в скиммер, измеренная с помощью электронно-пучковой диагностики, и в молекулярном пучке при регистра-

ции датчиком масс-спектрометра отличаются слабо, то основные изменения полуширины импульса происходят в струе, на участке от сопла до скиммера.

На рис. 6 приведены значения полуширины газового импульса D_i , полученные в разных газах при вариации давления торможения P_0 . Измерения выполнены в близких условиях: при одинаковой геометрии, длительности начального импульса, близких давлениях фонового газа в камере расширения, на одном и том же расстоянии сопло–скиммер $x/d = 175$. Полуширины импульсов для всех газов при одном и том же P_0 равны в пределах погрешностей измерения. Исключения составляют области резкого роста D_i при больших давлениях торможения, где течение сопровождается конденсацией [29].

Скорости движения переднего фронта истекающих газов измерялись посредством варьирования расстояния от источника до точки измерения. В табл. 2 приведены средние значения скоростей переднего фронта, измеренные в гелии, аргоне, азоте и моносилане при давлении фона в камере расширения $P_b \sim 10^{-1}$ Па. Там же приведены значения максимальных скоростей стационарного v_{ms} и нестационарного v_{mn} течений для использованных газов, рассчитанные по формулам (1) и (2). Сравнение расчетных значений и экспериментальных данных показывает, что в наших условиях для всех исследованных газов скорости движения переднего фронта импульсного потока значительно меньше предельных скоростей стационарного истечения v_{ms} .

Отметим, что измерения скоростей движения переднего фронта в нестационарных струях, проведенные другими авторами, на первый взгляд противоречат друг

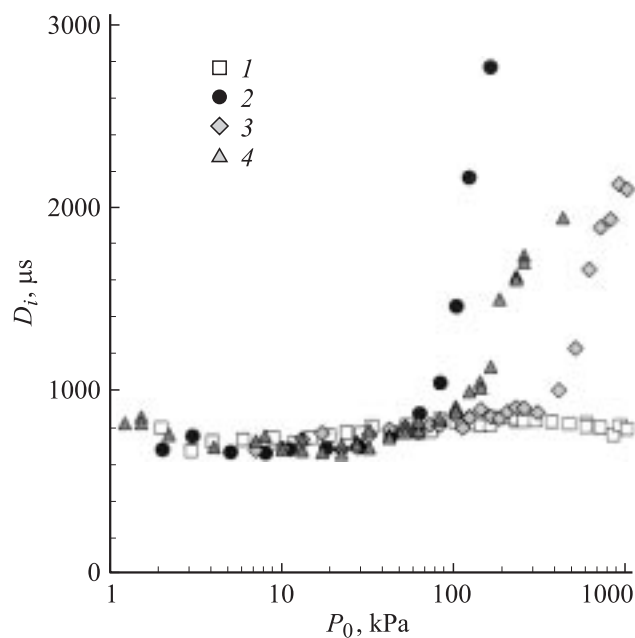


Рис. 6. Зависимость полуширины газового импульса D_i от давления торможения P_0 в разных газах. Звуковое сопло $d = 1$ мм. Расстояние сопло–скиммер $x/d = 175$. 1 — He, 2 — Ar, 3 — N_2 , 4 — SiH_4 .

Таблица 2. Сравнение расчетных предельных скоростей стационарного и нестационарного истечения газов с экспериментальными данными

	He	Ar	N ₂	SiH ₄
v_{ms} , м/с	1770	560	790	970
v_{mm} , м/с	3060	970	1770	2930
v_{exp} , м/с	1230	380	420	440

другу и результатам настоящей работы. Так, в [18] при истечении аргона и азота в пространство с низким давлением фона ($P_b \sim 10^{-4}$ Па) получены скорости движения переднего фронта, близкие к предельной скорости нестационарного потока. Измерения в импульсных струях гелия [30] при давлениях фонового газа $P_b \sim 10^{-2}$ Па показали, что передний фронт движется с предельной скоростью стационарного истечения. В то же время в работе [31] в близких к нашим условиям ($P_b \sim 10^{-1}$ Па) получен похожий на наш результат для импульсного истечения гелия.

Дискуссия

Анализ полученных нами экспериментальных результатов позволяет сделать следующие выводы о влиянии определяющих параметров течения на характеристики газовых импульсов: длительность стационарной области истечения уменьшается с увеличением расстояния от газового источника; при фиксированных давлении торможения, фоновом давлении и расстоянии от источника длительность стационарной области не зависит от показателя адиабаты истекающего газа; при увеличении давления торможения скорость переднего фронта вначале возрастает, достигает некоторого максимума и начинает уменьшаться, причем падение скорости коррелирует с ростом фонового давления; скорость движения переднего фронта истекающего газа существенно ниже предельной скорости стационарного течения; низкая скорость движения переднего фронта истекающего газа и тот факт, что длительность переднего фронта не зависит от P_0 и расстояния до источника, свидетельствуют, что в импульсном потоке первичная волна разрежения отсутствует. Следовательно, в наших условиях переднюю границу стационарной области определяет положение переднего фронта истекающего газа.

При импульсном сверхзвуковом истечении газа из источника в пространство с остаточным давлением истекающий газ, действуя подобно поршню, вытесняет покоящийся фоновый газ. Энергия истекающего газа затрачивается в основном на вовлечение в движение фонового газа, вытесняемого из области течения. Следовательно, закон движения переднего фронта определяется исходя из условия равенства плотности потоков импульса истекающего и фонового газа на контактной

поверхности. В [15] в рамках модели РВВСИ показано, что механизм импульсного истечения определяется соотношением масс вытекающего из источника газа m_e и массы вытесняемого фонового газа m_b . Условие $(m_b/m_e)^{1/2} \ll 1$ соответствует истечению в вакуум, а $(m_b/m_e) \gg 1$ описывает нестационарное истечение газа в затопленное пространство. Оценим это соотношение для наших условий.

Для определения массы вытесняемого газа приняты некоторые допущения. Очевидно, перед измерениями фоновый газ в камере расширения состоял в основном из остаточного азота. Однако при измерениях из-за значительных расходов газа из сопла и большого количества серийных импульсов состав фона менялся, азот замещался на истекающий газ. Кроме того, на состав фона, возможно, оказывала влияние селективность откачки вакуумных насосов. Поэтому для оценок принято, что истекающий и фоновый газы одинаковые.

Как известно [28], при осесимметричном свободном расширении предельный угол разворота линий тока относительно оси струи θ_m определяется показателем адиабаты γ и числом Маха на срезе сопла M_a . Так, для одноатомного газа, истекающего из звукового сопла ($M_a = 1$) в пустоту, предельный угол разворота θ_m составляет $\approx 85^\circ$, для двухатомного $\theta_m \approx 130^\circ$, для трехатомного $\theta_m \approx 165^\circ$. Однако основная масса истекающего газа проходит через приосевую область в пределах угла $0.5\theta_m$ [28]. По-видимому, в импульсной струе многоатомный газ также имеет больший угол разворота, чем одноатомный. Поэтому при оценках масса вытесненного газа определялась как произведение массовой плотности фонового газа ρ_b при известном давлении фона P_b на объем конуса с углом на вершине $0.5\theta_m$. Оценки сделаны для давления фона 0.1 Па, характерного для наших измерений.

Для оценки массы вытекающего из сопла газа m_e принята величина $m_e = \rho_a v_a s t$, где ρ_a — плотность газа на срезе сопла, v_a — скорость газа на срезе, s — площадь выходного сечения сопла, $s = \pi d^2$, t — время истечения. Параметры газа на срезе сопла определялись по изоэнтропическим соотношениям.

Для сопоставления массы газа, вытекающего из импульсного сопла, и массы фона, вытесняемого струей, необходимо оценить, как меняется масса вытекающего газа по мере его расширения вниз по потоку от среза сопла. Для оценки взята скорость движения переднего фронта данного газа, определенного из эксперимента (табл. 2). Расчеты выполнены для звуковых сопел $d = 0.55$ и 1 мм при давлении торможения $P_0 = 100$ кПа.

Соотношения масс вытесненного m_b и истекающего m_e газа от расстояния вниз по потоку от среза сопла для импульсных потоков He, Ar и N₂ приведены на рис. 7. На малых расстояниях от источника масса вытекающего газа заметно превышает массу вытесняемого фонового газа, однако при распространении струи вниз по потоку для всех газов масса вытесняемого

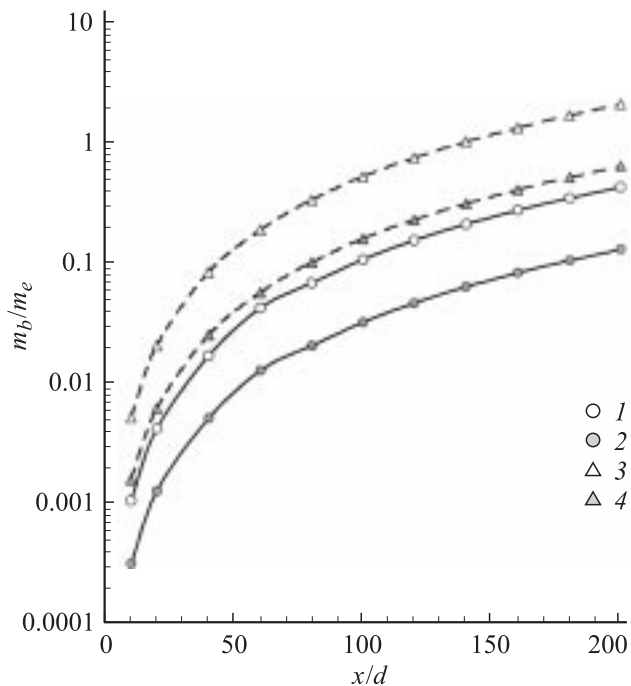


Рис. 7. Соотношение массы истекающего m_e и вытесняемого фонового m_b газов для гелия, аргона и азота. Звуковое сопло $d = 1$ и 0.55 mm. Давление торможения $P_0 = 100$ kPa. Давление фона $P_b = 0.1$ Pa. 1 — He, Ar; $d = 0.55$ mm; 2 — He, Ar; $d = 1$ mm; 3 — N_2 ; $d = 0.55$ mm; 4 — N_2 ; $d = 1$ mm.

фона возрастает значительно быстрее. В результате на расстояниях $x/d > 100$, т.е. в большинстве режимов настоящей работы, масса вытесняемого фонового газа соизмерима с массой вытекающего газа. Поэтому следует ожидать заметного влияния фонового газа на динамику истечения.

Проведенный анализ позволяет предположить следующий механизм импульсного истечения в пространство с пониженным давлением фонового газа. Так как плотность фонового газа относительно мала, то на начальной стадии истечения скорость частиц истекающего газа может достигать предельной скорости нестационарного потока. В результате взаимодействия импульсной струи с фоновым газом постепенно формируется сплошной передний фронт течения, разделяющий истекающий газ и вытесняемый фоновый. С продвижением переднего фронта вниз по течению от источника массы вытесненного газа нарастает гораздо быстрее, чем истекающего газа. В результате начинается торможение истекающего газа на переднем фронте потока. Тормозящее влияние фонового газа не столь велико, как при истечении в сплошную среду, и не приводит к образованию ударных волн на границах течения. Однако скорость движения переднего фронта истекающего газа оказывается заметно меньше предельной скорости стационарного потока.

Как результат первичная волна разрежения, формирующаяся при истечении в вакуум перед областью стационарного течения, в данных условиях отсутству-

ет, а передний фронт определяет нижнюю границу стационарной области. Таким образом, время запуска импульсной струи задается движением переднего фронта истекающего газа. Отметим, что переход от „ударного“ режима истечения к „безударному“ был отмечен в работе [23] при исследовании нестационарных потоков ударно нагретых газов в затопленном пространстве при повышении степени нерасчетности до $n \sim 10^3$.

На заключительной стадии истечения движение переднего фронта все более замедляется и, наконец, он достигает предельного размера струи L , определяемого, как и в стационарной струе, соотношением давления торможения и фонового давления.

Истекающий газ, заторможенный на медленно движущемся переднем фронте, формирует вторичную волну разрежения, которая представляет собой обратный поток частиц. Наличие обратного потока частиц к источнику при импульсном истечении газа в вакуум было показано при модельных расчетах методом Монте-Карло [20]. Причем интенсивность этого потока увеличивалась с ростом длительности импульса. В нашем случае наличие медленно движущегося переднего фронта должно приводить к увеличению обратного потока заторможенных частиц.

С ростом давления торможения увеличивается плотность потока импульса от источника, что приводит к более интенсивному вытеснению фонового газа и ускорению движения переднего фронта истекающего газа. В результате этого при фиксированных начальном импульсе и расстоянии от источника длительность стационарной области увеличивается.

По мере продвижения газового импульса от источника все бóльшая доля истекающего газа переходит в замыкающую волну разрежения. В результате при увеличении расстояния от источника длительность (протяженность) области стационарного течения уменьшается. При фиксированной длительности начального импульса и одинаковых истекающем и фоновом газам длительность стационарной области не зависит от показателя адиабаты истекающего газа, а определяется соотношением давления торможения и фонового давления.

Для обобщения экспериментальных пространственно-временных данных необходимы безразмерные параметры подобия, включающие в себя характеристики истекающего газа и режимов истечения. В работе [15] были предложены безразмерные параметры, играющие роль критериев подобия для траекторий поверхностей сильного разрыва при импульсном истечении газа в затопленное пространство. Для случая осесимметричного течения безразмерные переменные определяются выражениями

$$\tau \left(\frac{\rho_b}{\rho_d} \right)^{1/2} \frac{tv_a}{r_a}, \quad \xi = \left(\frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^{1/2} \frac{r}{r_a}, \quad (3)$$

где ρ_a и ρ_b — массовые плотности истекающего газа на срезе сопла и фонового газа соответственно.

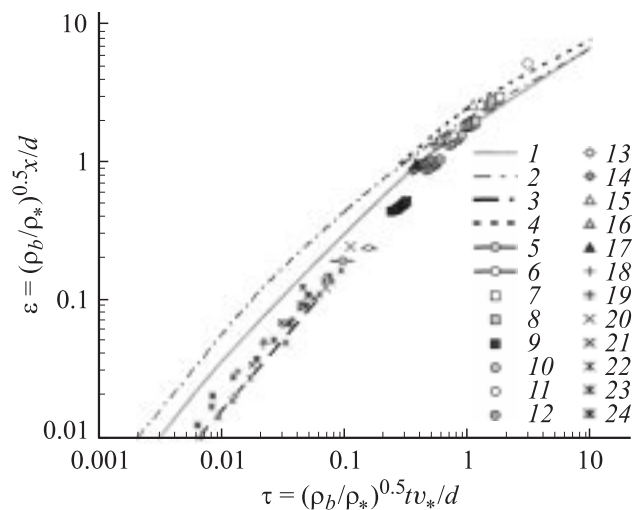


Рис. 8. Времена запуска импульсных струй в безразмерных координатах, измеренные в настоящей работе для нескольких газов в электронно-пучковых (18–24) и молекулярно-пучковых (7–17) экспериментах, в сравнении с теоретическими расчетами [15] и экспериментальными данными [6,9,30,31] других исследователей. 1 — [15] Ar, 2 — [15] N₂, 3 — [6] Ar, 4 — [9] N₂, 5 — [30] He, 6 — [31] He. He: 7 — P₀ = 10 кПа, d = 1 мм; 8 — P₀ = 100, d = 0.55; 9 — P₀ = 800, d = 1; 18 — P₀ = 40, d = 0.55; 19 — P₀ = 800, d = 0.55; Ar: 10 — P₀ = 40 кПа, d = 1 мм; 11 — P₀ = 10, d = 0.55; 12 — P₀ = 100, d = 1; 20 — P₀ = 11, d = 0.55; 21 — P₀ = 220, d = 0.55; N₂: 13 — P₀ = 40 кПа, d = 1 мм; 14 — P₀ = 100, d = 1; 22 — P₀ = 100, d = 1; 23 — P₀ = 400, d = 0.55; 24 — P₀ = 800, d = 0.55; SiH₄: 15 — P₀ = 10 кПа, d = 1 мм; 16 — P₀ = 40, d = 1; 17 — P₀ = 100, d = 1.

На рис. 8 в безразмерных координатах (3) приведены данные по временам запуска импульсных струй, полученные нами в струях He, Ar, N₂ и SiH₄ с помощью масс-спектрометрических (верхний массив точек) и электронно-пучковых (нижний массив) измерений. При построении экспериментальных данных, полученных при измерениях в молекулярном пучке, сделано следующее предположение. Как уже отмечалось выше, длина пролетной базы, проходимой импульсным потоком за скиммером, существенно больше расстояния от сопла до скиммера. Однако давление фона на участке молекулярного пучка намного меньше давления в камере расширения: в послескиммерной секции давление поддерживается на уровне $\sim 10^{-5}$ Па, в детекторной $\sim 10^{-6}$ Па, тогда как в камере расширения $\sim 10^{-1}$ Па. Очевидно, давление фонового газа за скиммером настолько мало, что его влиянием на импульсный поток можно пренебречь. Кроме этого, как показали оценки числа Кнудсена по скиммеру, Kn_S, большая часть измерений выполнена при условии Kn_S > 1. Следовательно, входное отверстие скиммера являлось поверхностью последних столкновений молекул потока. В таких условиях скорость движения переднего фронта газового импульса на участке

молекулярного пучка определяется скоростью переднего фронта на входе в скиммер.

Видно, что в координатах (3) экспериментальные данные обобщаются для разных давлений торможения, давлений фона и для сопел разного диаметра. Однако для газов с разными показателями адиабаты γ результаты расслаиваются: ниже всех лежат данные для He и Ar, выше — последовательно для N₂ и SiH₄ (для результатов электронно-пучковых измерений менее выражено из-за больших погрешностей).

На рис. 8 нанесены также результаты расчетов движения контактной поверхности для Ar и N₂ согласно модели РВВСИ [15]. Как и в эксперименте, время запуска импульсной струи растет с увеличением показателя адиабаты истекающего газа. Однако теория дает завышенные оценки скоростей движения переднего фронта при малых значениях τ и ξ , что было объяснено автором использованием модели невязкого газа. Там же приведены экспериментальные данные по скоростям движения переднего фронта истекающего газа, полученные в других работах: в [18] — при истечении аргона в вакуум, в [21] — при запуске ударно-нагретой струи азота, в [30,31] — при истечении гелия. Видно, что эти данные хорошо согласуются с результатами настоящей работы.

Заключение

В работе выполнено экспериментальное исследование нестационарного истечения газов в пространство с пониженным давлением фона. Показано, что динамика истечения определяется соотношением импульсов истекающего газа и вытесняемого из области течения фонового.

Получены экспериментальные результаты по временам запуска импульсных струй гелия, азота, аргона и моносилана. Установлено, что в исследуемых режимах передний фронт сверхзвуковой струи движется заметно медленнее предельной скорости стационарного истечения для данного газа. Тормозящее влияние фонового газа приводит к тому, что в отличие от истечения в вакуум передняя волна разрежения отсутствует, соответственно передний фронт истекающего газа является границей стационарной области. С использованием безразмерных параметров подобия обобщены данные по временам запуска импульсных струй для разных газов и режимов истечения. Показано, что протяженность (время существования) области стационарного течения на фиксированном расстоянии от источника не зависит от отношения удельных теплоемкостей истекающего газа, а определяется длительностью импульса на выходе из сопла и соотношением давления торможения и давления фонового газа. Протяженность области стационарного течения в импульсной струе монотонно уменьшается при движении газа вниз от источника и при увеличении

давления фонового газа за счет ухода частиц в замыкающую волну разрежения и, наоборот, увеличивается с ростом импульса источника как результат более интенсивного вытеснения фонового газа из области течения.

Результаты работы показывают, что при $Re_L < 100$ в условиях влияния фонового газа можно успешно формировать импульсные газовые струи и молекулярные пучки с конечной областью стационарных параметров течения.

Работа поддержана ФЦП „Интеграция науки и высшей школы России на 2002–2006 годы“ (государственный контракт № ЛО126/805) и Программой Министерства науки и технической политики РФ по поддержке уникальных научно-исследовательских и экспериментальных установок национальной значимости (код проекта 06-05).

Список литературы

- [1] *Hall G., Lin K., McAuliffe M.J.* et al. // J. Chem. Phys. 1984. Vol. 74. N 12 (1). P. 5577–5585.
- [2] *Schnieder L., Seekamp-Rahn K., Liedeker F.* et al. // Faraday Discuss. Chem. Soc. 1991. Vol. 91. P. 259–265.
- [3] *Liverman M.G., Beck S.M., Monts D.L.* et al. // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 11th Intern. Symp. / Ed. by R. Campargue. Paris, 1979. Vol. 2. P. 1037–1048.
- [4] *Zacharias H., Loy M.M.T., Roland P.A.* et al. // J. Chem. Phys. 1984. Vol. 81. N 7. P. 3148–3157.
- [5] *Rettner C.T., Marinero E.E., Zare R.N.* et al. // J. Phys. Chem. 1984. Vol. 88. N 20. P. 4459–4465.
- [6] *Макаров Г.Н., Малиновский Д.Е., Огурок Д.Д.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 1. С. 35–41.
- [7] *Hosokai T., Kinoshita K., Watanabe T.* et al. // Proc. EPAC. Paris, 2002. P. 981–983.
- [8] *Luo F., McBane G.C., Kim G.* et al. // J. Chem. Phys. 1993. Vol. 98. N 5. P. 3564–3569.
- [9] *Inutake M., Kuriki K.* // Rev. Sci. Instrum. 1972. Vol. 43. N 6. P. 1670–1675.
- [10] *Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г., Журавлев П.А.* // ПТЭ. 1975. № 5. С. 168–169.
- [11] *Eres D., Lowndes D.H., Tischler J.Z.* et al. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 3. P. 1361–1369.
- [12] *Malik R., Gulari E., Li S.H.* et al. // J. Crystal Growth, 1995. Vol. 150. P. 984–988.
- [13] Atomic and Molecular Beam Methods / Ed. G. Scoles. Oxford University Press, 1988.
- [14] *Saenger K.L.* // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 75. N 5. P. 2467–2469.
- [15] *Чекмарев С.Ф.* Импульсные течения газа в сверхзвуковых соплах и струях. Новосибирск: Изд-во ИТ СО АН, 1990. 342 с.
- [16] *Чекмарев С.Ф., Станкус Н.В.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1576–1583.
- [17] *Saenger K.L., Fenn J.B.* // J. Chem. Phys. 1983. Vol. 79. N 2. P. 6043–6045.
- [18] *Еремин А.В., Кочнев В.А., Куликовский А.А.* и др. // ЖПМТФ. 1978. № 1. С. 34–40.
- [19] *Кочнев В.А., Набоко И.М.* // ЖПМТФ. 1980. № 1. С. 107–113.
- [20] *Быков Н.Ю., Лукьянов Г.А.* // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9. С. 247–257.
- [21] *Naboko I.M., Golub V.V., Eremin A.V.* et al. // Arch. Mech. 1977. Vol. 29. N 1. P. 69–80.
- [22] *Масленников В.Г., Добрынин Б.М.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1229–1236.
- [23] *Добрынин Б.М., Масленников В.Г., Сахаров В.А.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 118–124.
- [24] *Зарвин А.Е., Коробейщиков Н.Г., Мадирбаев В.Ж.* и др. // ПТЭ. 2000. № 5. С. 64–70.
- [25] *Гартвич Г.Г., Дудников В.А., Зарвин А.Е.* и др. // ПТЭ. 1997. № 2. С. 134–136.
- [26] *Гартвич Г.Г., Зарвин А.Е., Каляда В.В.* и др. // ПТЭ. 1996. № 5. С. 160–161.
- [27] *Гартвич Г.Г., Зарвин А.Е., Каляда В.В.* и др. // ЖПМТФ. 1993. Т. 34. № 5. С. 150–156.
- [28] *Дулов В.Г., Лукьянов Г.А.* Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 234 с.
- [29] *Зарвин А.Е., Коробейщиков Н.Г., Мадирбаев В.Ж.* и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 141–142.
- [30] *Kay B.D., Raymond T.D., Rice J.K.* // Rev. Sci. Instrum. 1986. Vol. 57. N 9. P. 2266–2273.
- [31] *Kang W.K., Kim E.J., Choi C.J.* et al. // Bull. Korean. Chem. Soc. 1995. Vol. 16. N 3. P. 238–243.