

# The Genesis of Supersonic Rarefied Binary Gas Jets

A. S. Yaskin<sup>1</sup>, A. E. Zarvin<sup>1,2\*</sup>, K. A. Dubrovin<sup>1,2</sup>, V. V. Kalyada<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Novosibirsk State University,  
Novosibirsk, 630090, Russia

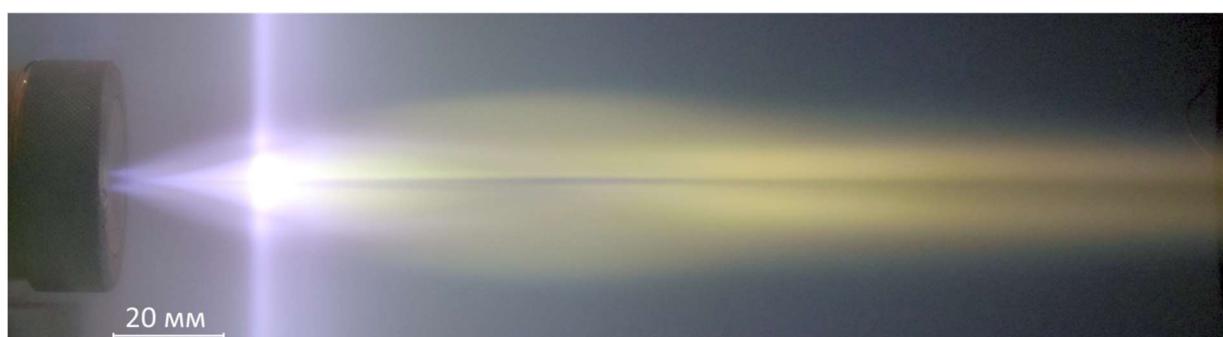
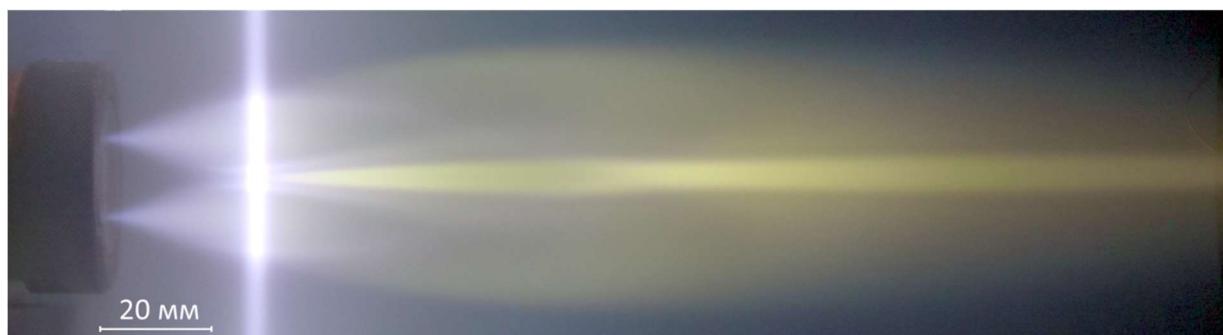
<sup>2</sup> Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,  
Novosibirsk, 630090, Russia

\*e-mail: zarvin@phys.nsu.ru

## Abstract

The expansion of the capabilities limits of the experimental LEMPUS-2 stand of Novosibirsk State University in terms of the range of vacuum pumping speed and diagnostic tools for supersonic jets when flowing into a rarefied space made it possible to implement well-known experimental methods for the purpose of research the of gas flows outflow from various nozzle blocks. The results of measurements performed in binary block jets by the method of photo visualization of flows with varying stagnation and background pressures, as well as the distance between supersonic nozzles with the same geometry, by the outflow of nitrogen and argon, are presented. The influence of the cluster formation process on the gas dynamics of interacting jets is considered.

Keywords: rarefied gas dynamics, supersonic jets, block jets, optical diagnostic methods, photovisualization, cluster formation



Two-nozzle argon flow. Cluster size –360 particles/cluster. Upper figure – distance between nozzles is 14.2 mm, lower – 2.4 mm

УДК 533.59; 533.6.011.8; 535.24; 537.533.9; 544.277.6

# Генезис сверхзвуковых разреженных бинарных струй газа

А. С. Яскин<sup>1</sup>, А. Е. Зарвин<sup>1,2\*</sup>, К. А. Дубровин<sup>1,2</sup>, В. В. Каляда<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет,  
Россия, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2

<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
Россия, Новосибирск, 630090, ул. Институтская, 4/1

\*e-mail: zarvin@phys.nsu.ru

## Аннотация

Расширение пределов возможностей экспериментального стенда ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета по диапазону расходов изучаемых потоков, средствами диагностики сверхзвуковых струй при истечении в разреженное пространство обусловило возможность развития известных экспериментальных методов для исследования истечения газовых потоков из блочных конструкций различных натурных систем, в том числе в условиях конденсации. Представлен анализ фотовизуализаций бинарных блочных струй с одинаковой геометрией при истечении азота и аргона в условиях отсутствия, слабой и сильной конденсации при варьировании давлений торможения и окружающего пространства. Рассмотрены возможности обобщения параметров взаимодействия струй. Изучено влияние изменения расстояния между сверхзвуковыми соплами на структуру бинарного потока. Показано существенное воздействие процесса кластерообразования на газодинамику блочных сверхзвуковых струй.

**Ключевые слова:** динамика разреженных газов, сверхзвуковые струи, блочные струи, оптические методы диагностики, фотовизуализация, кластерообразование.

## 1. Введение

При подготовке статьи необходимо рассчитывать на печать на бумаге формата А4 ( $297 \times 210$  мм) и соблюдать правила оформления, описанные в этом документе. Пользователям MS Word мы рекомендуем использовать этот документ в качестве шаблона.

Методы изучения сверхзвуковых струй разреженных газов с помощью электронно-пучкового зондирования широко используются при экспериментальном моделировании неравновесных процессов в газах и газовых смесях, начиная с середины прошлого века [1–3] и на протяжении десятилетий вплоть до настоящего времени [4–18], в том числе в кластерованных потоках [19–21]. Фотовизуализация свечения, возбужденного электронным пучком в исследуемом разреженном газовом объекте, обеспечивает оперативное получение информации о форме и структуре сверхзвукового газового потока. Особый интерес представляет изучение сложных конфигураций сверхзвуковых течений, включая истечение газовых струй из многосопловых систем ракетных двигателей. Наиболее простой вариант такой компоновки – блок из двух сопел. Форма бимодального потока в приложении к технике вакуумных насосов рассматривалась в [7–8], в космическом приложении – в [12]. В этих исследованиях практически не учитывалось влияние конденсации на динамику взаимодействия струй. В [7] предполагалось слабое влияние конденсации на изучаемые процессы. Авторы этой работы не сообщили, какой газ использовался, однако по приведенным данным газодинамических критериев можно однозначно оценить, что был использован азот. В [8] вопросы конденсации в потоке не рассматривались. В [12] в форкамере сопел газ подогревался до 600 градусов Цельсия, что, в

изученном диапазоне газодинамических параметров, нивелировало роль кластерообразования в потоке.

Изучение роли конденсации представляет большой интерес по двум причинам. Во-первых, появились космические аппараты, в которых для маневрирования используются холодные газы, что приводит к необходимости учета процесса конденсации при сверхзвуковом истечении таких газов. Во-вторых, лабораторное моделирование процессов в открытом космосе на больших аэрогазодинамических установках, созданных в последние десятилетия прошлого века, в настоящее время требует больших капитальных вложений. Поэтому актуальны исследования на компактных газодинамических стендах, функционирующих, как правило, в условиях невысоких температур торможения, при которых влияние конденсации является неизбежным сопутствующим фактором.

Достигнутые показатели малогабаритного экспериментального стенда ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [22] по диапазону расходов моделируемых потоков, средствам диагностики сверхзвуковых струй при истечении в сильно разреженное пространство (вакуум) обусловили возможность применения известных экспериментальных методов для возобновления моделирования истечения газовых потоков из блочных конструкций различных натурных систем. Использованный в настоящей работе метод основан на фоторегистрации люминесценции возбужденных частиц холодного газового потока. Для возбуждения могут использоваться источники различной природы, например, газовые разряды [23–26] или пучок электронов в вакууме [2–4, 9, 27]. Наиболее широкие возможности в анализе структуры и формы газовых течений, определении распределения численной плотности частиц в потоке дает сфокусированный электронный пучок, положение которого относительно потока и интенсивность легко контролировать и изменять в диагностических целях.

Целью настоящей работы является исследование формы и структуры сверхзвукового газового потока за блоком из двух сверхзвуковых сопел в разреженной среде в условиях конденсации, изучение влияния давлений торможения и фонового газа, а также расстояния между осями газовых источников на особенности взаимодействия струй.

## 2. Экспериментальная установка и методика эксперимента

Работа выполнена на лабораторной вакуумной газодинамической установке ЛЭМПУС-2 [22] отдела прикладной физики физического факультета Новосибирского государственного университета. Исследуемые недорасширенные затопленные газовые струи истекали из соплового блока, смонтированного на координатном механизме, в разреженное пространство вдоль оси горизонтальной цилиндрической камеры расширения объемом  $0.46 \text{ м}^3$ . Сопловой блок с форкамерой (рис. 1, *a*) обеспечивал контролируемые стационарные давление  $P_0$  и температуру  $T_0$  торможения, а также быструю установку сменных сопел: одиночного звукового или сверхзвукового, либо сборки из нескольких сопел. Одиночные осесимметричные звуковые и сверхзвуковые сопла использовались для верификации измерений параметров истечения сверхзвуковых струй в разреженную среду с температурой  $T_\infty$  контролируемого компонентного состава и давления разрежения  $P_\infty$ . Для моделирования газовых потоков использовались сопловые сборки из двух сверхзвуковых сопел (рис. 1, *b*). Основные параметры сопел приведены в Табл. 1.

В работе рассматривается сверхзвуковой газовый поток за сборкой из сопел, расположенных вдоль вертикальной оси  $Z$ , соосной с диагностическим электронным пучком. Центры пары сопел равноудалены от оси  $X$  на заданное расстояние  $h/2$ . Были использованы три расстояния между осями сопел:  $h = 20, 14.2$  и  $2.4$  мм. Фотография конструкции соплового блока, смонтированного на координатном устройстве, приведена рис. 1, *a*, донная часть соплового блока со сборкой сопел в увеличенном масштабе – на рис. 1, *b* (в случае расстояния между соплами 20 мм).

Равномерное перемещение соплового блока с заданной скоростью на заданное программой эксперимента расстояние обеспечивается координатным механизмом. Смещение соплового блока вдоль продольной оси камеры (ось X) возможно на 250 мм, а в перпендикулярной к ней плоскости (оси Y и Z) – по 200 мм. Перемещается сопловой блок шаговыми двигателями с шагом 0.03 мм. Управление координатным устройством осуществляется дистанционным программно-диагностическим комплексом.

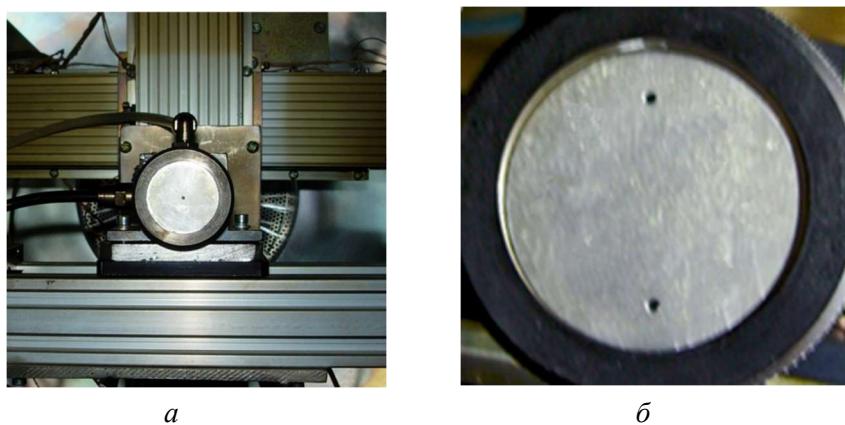


Рис. 1. Сопловой блок: *a* – общий вид с одиночным соплом; *б* – сборка из двух сопел

*Таблица 1*

**Геометрические параметры сопел сборки**

Параметры сопел	величина
расстояние между соплами, $h$ (мм)	20.0; 14.2; 2.4
диаметр конфузора, $d_k$ (мм)	0.35
длина конфузора, $l_k$ (мм)	0.3
диаметр критического сечения, $d_*$ (мм)	0.272
диаметр выходного сечения, $d_a$ (мм)	1.44
длина диффузора, $l_d$ (мм)	3.30
эквивалентный диаметр сопла, $d_{eq}$ (мм)	1.14
угол конуса конфузора, $2\alpha_k$	60°
угол конуса диффузора, $2\alpha_d$	20°
геометрическое расширение сопла, $F = (d_a/d_*)^2$	28.0
геометрическое число Маха на срезе сопла $M_a$	
argon	7.4
азот	5.1

Температура газа в форкамере и температура газа в камере расширения контролируется двухканальным датчиком Ketotek STC-3008 (погрешность измерения  $\sim 0.1 \%$ ). Система вакуумирования установки поддерживает установленное программой эксперимента стационарное значение давления остаточного газа в камере расширения в режиме непрерывного истечения газа из сопла. Абсолютное давление в камере расширения в диапазоне 0.013  $\div$  20 Па измеряется мембранным вакуумметром Agilent Technologies CDG-500, показания которого с погрешностью 0.2 % не зависят от состава газа или газовой смеси. Давление газа в форкамере сопла контролируется датчиком абсолютного давления Siemens Sitrans P7MF1564 с погрешностью 0.25 %.

Оптическая схема установки, реализующая диагностику фотовизуализации газового потока, приведена на рис. 2. Люминесценция возбужденных атомов, молекул в исследуемом газовом потоке инициируется вследствие столкновений с электронным пучком с энергией электронов до 10 кэВ, генерируемым источником электронов с плазменным катодом [28]. Система фокусировки и управления обеспечивает хорошо сфокусированный электронный пучок диаметром около 1 мм, пересекающий сверхзвуковой газовый поток, истекающий из соплового блока. Для осуществления оптической диагностики газовых потоков камера расширения снабжена окном с кварцевым стеклом.

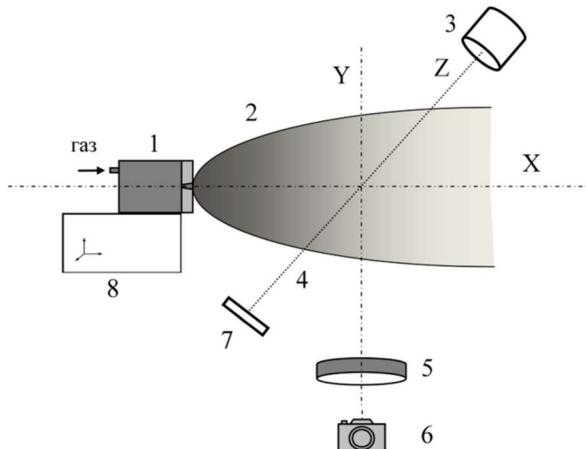


Рис. 2. Оптическая схема электронно-пучковых методов оптической диагностики сверхзвуковой разреженной газовой струи. 1 – блок сопла; 2 – сверхзвуковая струя; 3 – источник электронов; 4 – электронный пучок; 5 – кварцевое окно; 6 – устройство регистрации (фотокамера); 7 – коллектор электронов; 8 – блок перемещения

Ось (Z) электронного пучка (4), генерируемого источником электронов (3) перпендикулярна оптической оси (Y) системы регистрации люминесценции потока. Ток электронного пучка измеряется в цепи коллектора электронов (7), используемого для отвода неиспользованной энергии разряда. Исследуемый газовый поток (2) истекает из сопел форкамеры (1), установленной на координатном устройстве (8). Свечение частиц газа вдоль траектории электронов пучка через кварцевое окно (5) камеры расширения регистрируется фотоаппаратом NIKON D7200 с длиннофокусным объективом AF-S NIKKOR 18 ÷ 300 мм (6). Фотоаппарат снабжен матрицей КМОП формата DX размером  $23.5 \times 15.6$  мм с разрешением  $6000 \times 4000$  пкс; диапазон ISO  $100 \div 25600$ ; диапазон выдержек –  $1/8000 \div 30$  с. Использован затвор с электронным управлением и вертикальным перемещением шторок в фокальной плоскости. Для съёмки фотоизображений струи использована программа дистанционного управления камерой – «Camera Control Pro 2.23.0».

## 2.1. Фотовизуализация газового потока

Реализованный в установке ЛЭМПУС-2 метод фотовизуализации применен для экспресс-анализа структуры и формы разреженного недорасширенного сверхзвукового потока в затопленном пространстве, определения геометрических размеров его элементов. Неупругие столкновения частиц газового потока с электронами пучка активируют частицы, переводя их на более высокий энергетический уровень. Переход возбужденных и ионизованных частиц в более низкое энергетическое состояние сопровождается излучением в спектральном диапазоне, характерном для анализируемого газа. Интенсивность возникающего свечения пропорциональна численной плотности активных частиц и отражает их пространственное распределение. Наиболее яркое свечение возникает в местах с наибольшей плотностью частиц газа и электронов, т.е. внутри электронного пучка. Визуализация формы, структуры и распределения

частиц разреженного газового потока осуществляется при использовании неподвижного пучка электронов и перемещении относительно него газового объекта.

При воздействии электронного пучка генерируется значительное количество частиц, в том числе в долгоживущих состояниях [29]. Дезактивация этих состояний вызывает люминесценцию вниз по потоку (рис. 3, *a*). Пространственное распределение интенсивности люминесценции определяется геометрией электронного луча, скоростью газового потока и количеством частиц газа в метастабильных состояниях. Фотосъемка потока дает возможность визуализировать форму и структуру течения на значительном удалении вниз по потоку от электронного луча. Рассеянными и вторичными электронами возбуждаются также газовые частицы между соплом и лучом. Несмотря на незначительное количество таких электронов, высокая плотность в струе вблизи выходного сечения сопла обеспечивает визуализацию и этой области (рис. 3, *a*). Распределение яркости свечения фонового газа вне области струи (над и под струей) в зависимости от расстояния от сопла приведено на рис. 3, *б*.

Свечение, возбуждаемое электронным пучком в исследуемой газовой струе, регистрируется через оптическое окно фотоаппаратом. Фотографическое изображение позволяет анализировать структуру, форму и размеры потока большой протяженности, порядка  $1000 \cdot d_*$  и более.

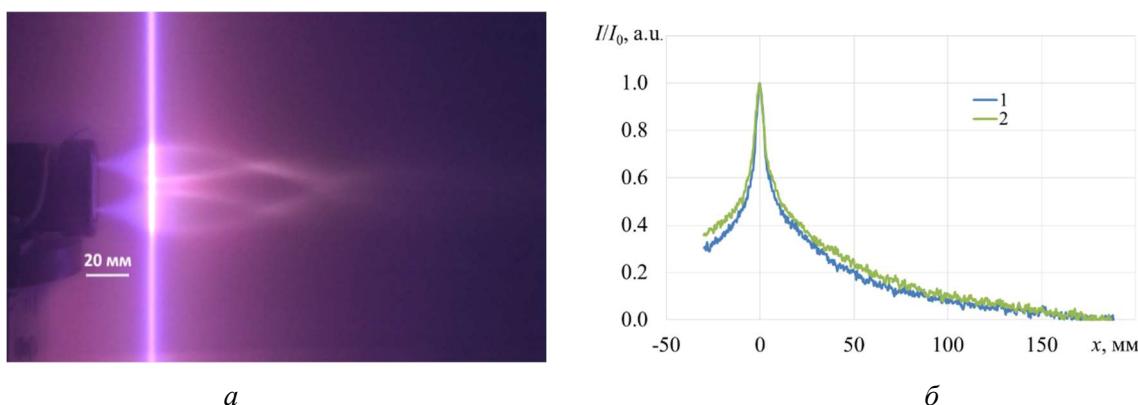


Рис. 3. Структура течения за сборкой из двух сопел. Азот.  $P_0 = 200$  кПа,  $P_b = 2.5$  Па. *а* – фотовизуализация течения; *б* – продольное распределение яркости свечения частиц фонового газа фона над (1) и под (2) потоком азота

Излучение частиц с малыми временами жизни в возбужденных состояниях (менее 1 мкс) локализовано пределами пучка электронов. Поэтому регистрация интенсивности излучения в области первичного электронного луча при соответствующих тарировочных процедурах позволяет определить локальную плотность частиц струи (спектральные измерения плотности [30–31]) и даже поля плотности [5, 10–11]. В настоящей работе мы ограничимся методом фотовизуализации для анализа структуры и формы бинарных блочных струй.

## 2.2. Оценка условий формирования одиночных струй

Структура разреженных сверхзвуковых сопловых течений газа в затопленном пространстве с давлением  $P_\infty$ , температурой  $T_\infty$  определяется газодинамическими параметрами: числом Маха на срезе сопла  $M_a$ , отношением удельных теплоемкостей  $\gamma$ , давлением  $P_0$  и температурой  $T_0$  в камере торможения, числом Рейнольдса  $Re_*$ , рассчитанным по параметрам в критическом сечении сопла ( $Re_* = \rho_* u_* d_* / \mu_*$ ) – плотности  $\rho_*$ , скорости газа  $u_*$  динамической вязкости  $\mu_*$ , а также геометрическими параметрами сопла – диаметром критического сечения  $d_*$ , диаметром среза  $d_a$  и углом раствора диффузора  $\alpha$ .

Известен ряд обобщений максимальных продольных ( $X$ ) и поперечных ( $Y$ ) размеров сверхзвуковых струй при истечении в разреженную среду [32–40]. При истечении из звуко-вого сопла в отсутствие конденсации характерные размеры струи ( $X_S, Y_S$ ) хорошо описываются эмпирическим выражением, предложенным в [34]

$$X_S = k_{SX} d_* N^{1/2}, \quad Y_S = k_{SY} d_* N^{1/2}, \quad (1)$$

где  $X_S$  – расстояние до диска Маха;  $Y_S$  – максимальное расстояние между боковыми висячими скачками;  $k_{SX}$  и  $k_{SY}$  – численные параметры, зависящие от газа;  $d_*$  – диаметр критического сечения сопла;  $N = P_0/P_\infty$  – степень полного расширения струи по давлению. Например, для первичной струи («бочки») азота  $k_{SX} = 0.67$  [5].

Для сверхзвуковых сопел детальное рассмотрение размеров первичных струй приведено в [37]. Как показано в этой работе, характерные (максимальные) размеры струй при истечении из сверхзвуковых профилированных сопел выражаются через параметры на срезе:

$$X_m = r_a M_a (\gamma n)^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_a^2}\right)^{1/4}, \quad Y_m = X_m (1-J)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $r_a = d_a/2$  – радиус выходного среза сопла;  $M_a$  – геометрическое число Маха на срезе;  $\gamma = c_p/c_v$  – отношение теплоёмкостей;

$J = J_a/(G_a V_m) = [1 + 1/(\gamma M_a^2)] \cdot [1 + 2/((\gamma - 1)M_a^2)]^{1/2}$  – относительный импульс;  $G_a$  – расход газа;  $V_m$  – предельная скорость газа;  $n = P_0/P_\infty$  – степень нерасчетности. В последующем в [38] выражение (2) было использовано для вычисления границ струи в спутном потоке.

В [39] с помощью анализа размерностей в предположении достаточно больших чисел Маха  $M_a$ , аналогично [37], приведены следующие выражения для продольного ( $X_L$ ) и поперечного ( $Y_R$ ) размеров струи

$$\begin{aligned} X_L &\sim r_a [n(1 + \gamma M_a^2 \cos^2 \theta_a)]^{1/2} \sim r_a (\gamma n M_a^2)^{1/2}, \\ Y_R &\sim r_a \left[ \left(1 - \frac{\gamma n^{(1-\gamma)/\gamma}}{2}\right) \frac{n}{\gamma-1} \right]^{1/2} \sim r_a \left( \frac{n}{\gamma-1} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3)$$

В полученные выражения входят комплексы  $n, \gamma n M_a^2, n/(\gamma - 1)$ , имеющие, согласно [38], определенный физический смысл: «квадрат длины продольного масштаба пропорционален отношению сил инерции на срезе сопла к силам давления в окружающей среде, а квадрат поперечного масштаба пропорционален отношению внутренней энергии на срезе сопла к работе сил давления в окружающей среде». Аналогичные выражения получены также в [40]. Подтверждена зависимость  $X \approx r_a M_a (\gamma n)^{1/2}$ ,  $Y = X(1-J)^{1/2}$ . Авторы этой работы привели приближенные формулы, определяющие для сильно недорасширенных струй в потоке  $\text{CO}_2$  ( $n \gg 1$ ) максимальный поперечный размер висячего скачка уплотнения

$$Y_m \approx 1.1 r_a N^{1/2} F^{-1/2} \operatorname{tg} \theta_+ \quad (4)$$

где  $\theta_+ = \operatorname{arctg}[(1-J)/J]$  – характерный угол расширения струи;  $J = J_a/(G_a V_m)$ ,  $J_a, G_a, V_m$  соответствуют обозначениям в [37];  $F = (d_a/d_*)^2$  – геометрическая степень расширения сопла. В [41] обобщены результаты экспериментальных исследований плотности в струях азота и диоксида углерода, получены количественные данные о структуре сверхзвуковых струй в условиях сильной разреженности.

Таким образом, следуя [34–40], согласно приведенным выше формулам, величина  $Y$  при истечении из звуковых сопел,  $Y_S$ , может быть определена выражением (1)

$$Y_S = k_{SY} d_* N^{1/2},$$

тогда как для сверхзвуковых сопел, согласно (4), определена выражением

$$Y_{SS} = k_{SSY} d_* N^{1/2} \operatorname{tg} \theta_+ \quad (5)$$

Подставляя значение величины  $\theta_+$ , можно получить

$$Y_{SS} \sim k_{SSY} d_* N^{1/2} [1 + (\gamma M_a^2)^{-1}] [1 + 2((\gamma - 1)M_a^2)^{-1}] \quad (6)$$

Отметим, что в гиперзвуковом приближении выражения (5) и (6) приводятся к виду

$$Y_{SS} = k_{SSY} d_* N^{1/2}, \quad (7)$$

т.е. подобны истечению из звукового сопла, но с иным значением коэффициента  $k$ . Обозначив выражение  $d_* N^{1/2} = A$ , можно окончательно записать

$$Y_S = k_{SY} A, \quad Y_{SS} = k_{SSY} A \quad (8)$$

Таким образом, максимальные поперечные размеры сверхзвуковых струй, истекающих из звуковых и сверхзвуковых сопел в гиперзвуковом приближении и при малых углах  $\theta_+$  отличаются только коэффициентами.

В условиях конденсации в сверхзвуковом потоке геометрические размеры первичных струй меняются. На это указывали авторы работ [40–42]. В [43] для учета изменения поперечного размера сверхзвуковой струи предложен поправочный коэффициент, зависящий не только от отношения теплоёмкостей, геометрии сопла, но и от условий по конденсации. Показано, что размеры сверхзвуковых струй зависят от среднего размера кластеров (числа частиц в его составе) [43] и коэффициент  $k$  должен быть скорректирован поправкой вида

$$k = k_{\min} + \Delta k [1 - \exp(-\langle S \rangle / q)],$$

где  $k_{\min}$  – значение  $k$  в отсутствие конденсации;  $\Delta k = k_{\max} - k_{\min}$ , где  $k_{\max}$  – значение  $k$  при  $\langle S \rangle \rightarrow \infty$ ;  $q$  – численный коэффициент.

### 2.3. Особенности истечения одиночных струй в условиях конденсации в потоке

Как было показано ранее [21, 27, 42–43], формирование сверхзвуковых струй в условиях конденсации сопровождается изменением газодинамики таких потоков, в том числе ростом продольных и поперечных размеров струй, а также возникновением внешней структуры, обусловленной прониканием в определенных условиях кластеров за пределы висячих скачков уплотнения первичных струй, названной нами кластерным «следом» [42]. Пример различий между истечением азота при слабой конденсации ( $\langle S \rangle = 10$ ) и кластированного аргона ( $\langle S \rangle = 66$ ) приведен в виде фотографии на рис. 4 при одинаковых газодинамических параметрах потока и истечении из одиночного сверхзвукового сопла с параметрами, соответствующими Табл. 1. Оценка среднего размера кластеров  $\langle S \rangle$  выполнена по соотношению О. Нагена [44]. Фотографии, здесь и далее, подвергнуты постобработке по уровню яркости в цветовых каналах для лучшей визуализации структуры газового потока. Несмотря на сравнительно малое значение среднего размера кластеров, в струе аргона уже наблюдается возникновение «следа». Согласно измерениям, величина оцененного коэффициента  $k_{SSY}$  в соответствии с формулой (8) в азоте составила 0.22, а в аргоне – 0.15 (с погрешностью, не превышающей 10 %).

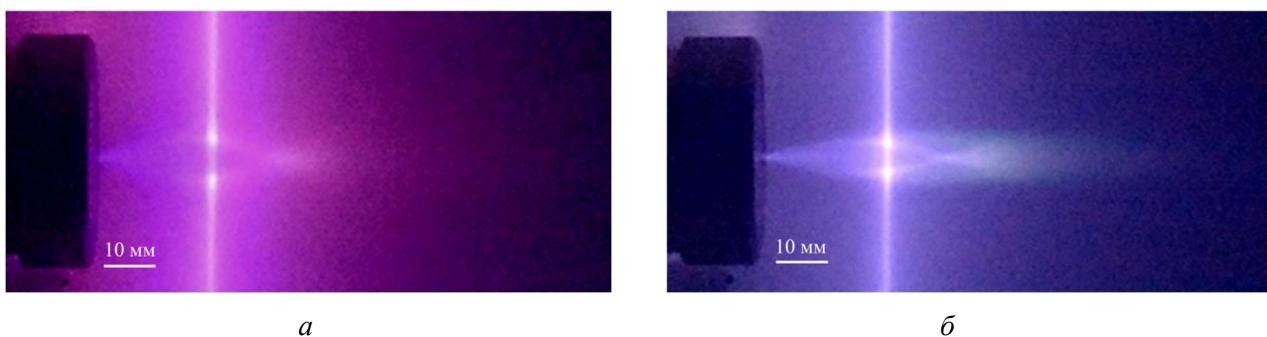


Рис. 4. Истечение азота (a) и аргона (б) при одинаковых условиях истечения:  $P_0 = 100$  кПа,  $P_\infty = 5.33$  Па

При росте давления торможения структура «следа» проявляется более отчетливо, его размеры растут, что видно из рис. 5, на котором приведены фотографии истечения аргона из того же сверхзвукового сопла при вариации давления торможения (для изменения среднего

размера кластеров), но при подборе давлений окружающего пространство для сохранения примерно одинакового размера первичной «бочки» струи (в пренебрежении небольшим искажением этого размера вследствие влияния конденсации) и, соответственно, одинакового значения величины  $A$ . Оценка среднего размера кластеров на приведенных фотографиях составила, соответственно, 70, 190, 360 и 610. Следует также отметить, что поддержание одинакового значения  $N$  при росте  $P_0$  приводит к изменению числа Рейнольдса  $Re_L$ . Соответственно, меняются характеристики боковых висячих скачков уплотнения, а также замыкающего скачка (диска Маха), что также вносит изменения в условия прохождения кластеров (помимо их размеров) через границы первичной «бочки». Таким образом, конденсация активно влияет на размеры и структуру сверхзвукового потока.

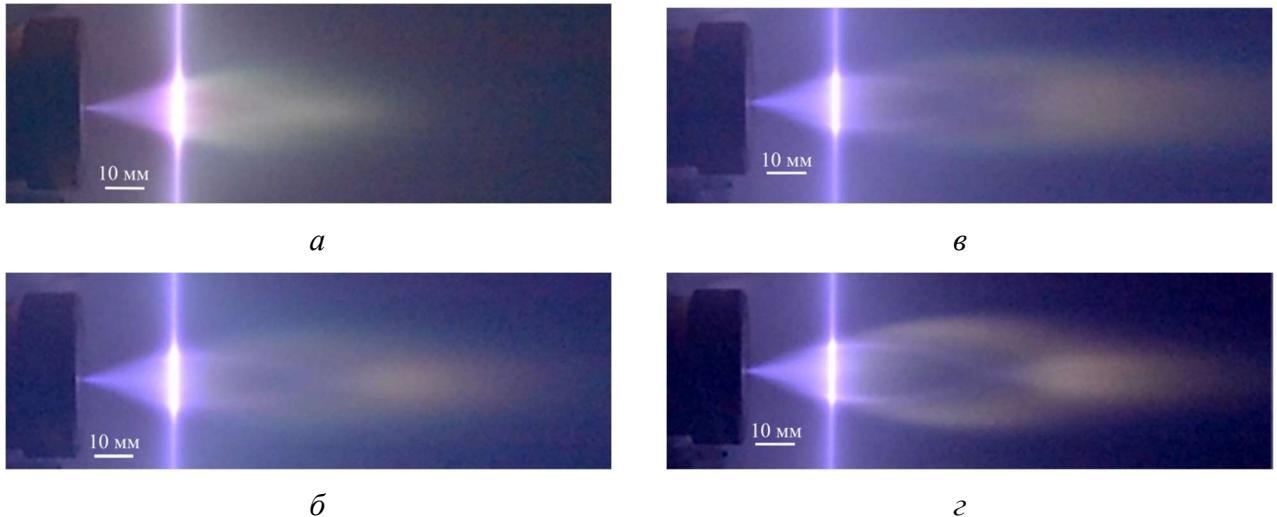


Рис. 5. Изменение формы струи аргона с ростом давления торможения при одинаковых значениях  $N$  ( $N^{1/2} = 274$ ) и, соответственно,  $A$  ( $A = 74.5$ ). (а), (б), (в), (г) соответствуют  $Re_L = 16, 25, 33, 41$  и размеру кластеров  $\langle S \rangle = 70, 190, 360, 610$

### 3. Бинарные блочные струи

При истечении газа из сборок сопел структура течения и положение характерных размеров струй определяются расстоянием между соплами  $h$  и максимальным диаметром взаимодействующих струй,  $Y$ . Очевидно, что при  $h \gg Y$  струи не взаимодействуют между собой, структура струй не деформируется. Для  $h \leq Y$  структура и форма течения зависит от взаимодействия струй, которое увеличивается при снижении  $h/Y$ .

В [8] был предложен критерий  $Re_h = Re_* \cdot d_*/h$  для обобщения параметров взаимодействия струй. Авторы [8] не привели обоснований для введения такого числа Рейнольдса и ошибочно ссылались на аналогичный критерий в [7]. Критерий  $Re_h$  не учитывает влияния давления в камере расширения,  $P_\infty$ , на параметры взаимодействующих струй. По-видимому, именно по этой причине авторы [8] пришли к необходимости использования параметра  $d_* N^{1/2}$ , и, соответственно, числа Рейнольдса  $Re_L$  [6]. Позднее влияние числа  $Re_L$  на условия взаимодействия струй при истечении из двухсопловой компоновки в условиях отсутствия конденсации подтверждено и детально рассмотрено в [12].

Представлялось бы логичным введение критерия, определяющего отношение инерционных сил к силам вязкости на характерном размере индивидуальной сверхзвуковой струи бимодального блока [39] в сравнении с расстоянием между соплами этого блока, т.е.  $Re_{Ah} = Re_* \cdot h/Y$ , причем с учетом различия  $Y$  для звуковых и сверхзвуковых сопел. В гиперзвуковом приближении этот параметр может быть преобразован к виду  $Re_{Ah} = Re_L \cdot h/(kd_*)$ , где коэффициент  $k$  меняется в зависимости от геометрии сопел и условий по конденсации. Однако поиск корректных обобщающих критериев в широком диапазоне варьируемых параметров истечения следует продолжить.

Исходя из результатов измерений, можно рассмотреть некоторые граничные пределы, определяющие пороговые условия взаимодействия струй, по крайней мере, для использованных газов и сопел.

### 3.1. Результаты и обсуждение

В бинарной сопловой сборке, фотовизуализация истечения из которой показана на рис. 6, сопла удалены друг от друга на расстояние  $h = 20$  мм. Свечение газа инициируется электронным пучком с энергией 10 кэВ, находящимся на расстоянии  $25 \pm 1$  мм от среза сопел. Взаимодействие струй сборки определяется выбором отношения  $N$  давлений в камере торможения сборки  $P_0$  и в камере расширения  $P_\infty$  (табл. 2, режимы 1–8).

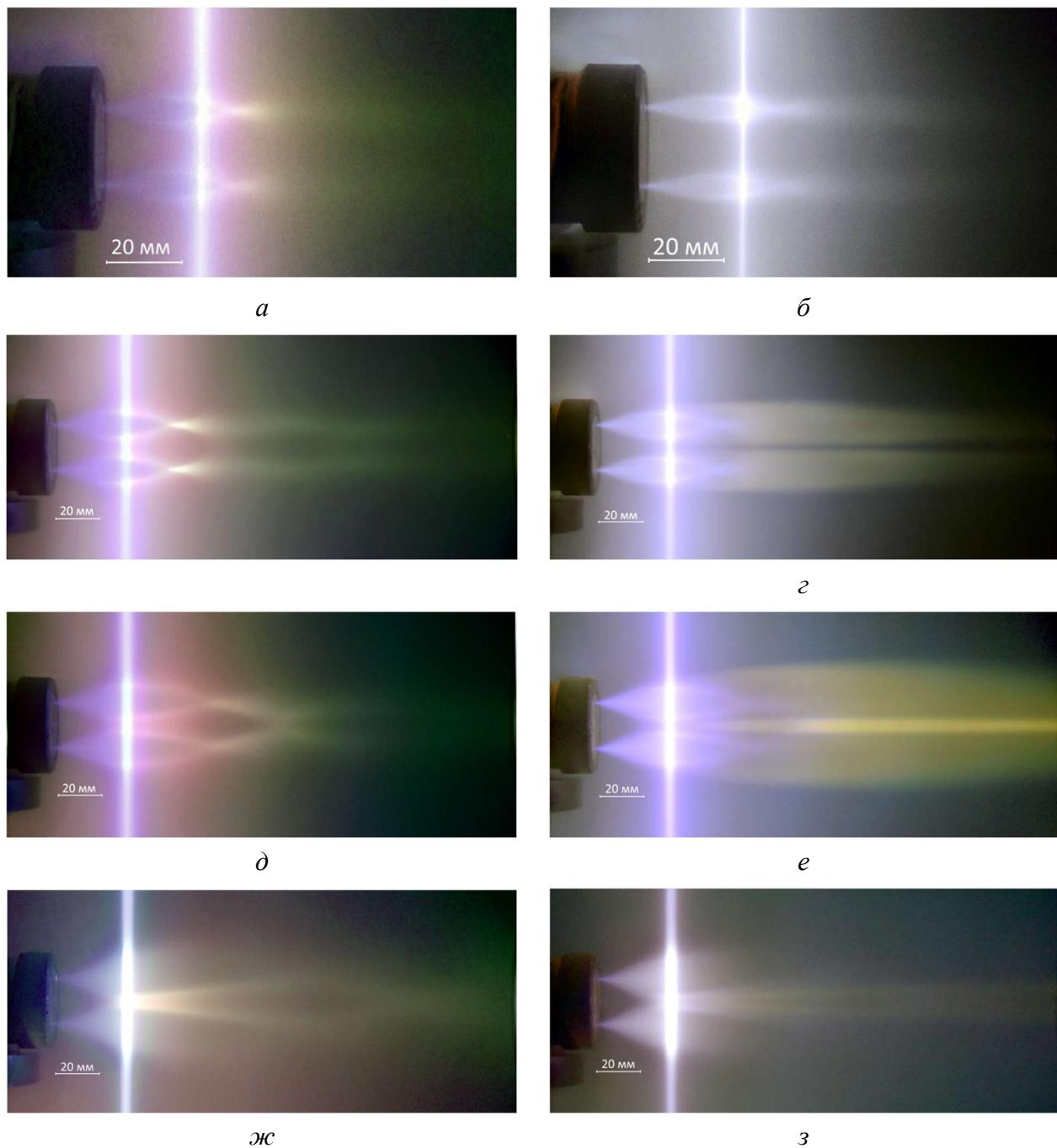


Рис. 6. Фотовизуализация особенностей двухсплового истечения в слабо конденсирующемся азоте и хорошо конденсирующемся аргоне. Расстояние между осями сопел  $h = 20$  мм.  $a), б), жс)$  – азот, режимы 1, 3, 5, 7 (табл. 2), соответственно;  $б), д), е), з)$  – аргон, режимы 2, 4, 6, 8

При минимальном  $N$  (режимы 1 и 2) формируются струи, диаметр  $Y$  которых меньше расстояния между соплами  $h$  как для азота (рис. 6, *a*), так и для аргона (рис. 6, *b*), а параметры струй по форме, структуре и размерам аналогичны истекающим из одиночного сопла. Присутствует характерная первая «бочка» со сформированным центральным и боковыми висячими скачками уплотнения. Висячие скачки сравнительно плотные (число  $Re_L > 30$ ), а средний размер кластеров невелик, поэтому структура «следа» [42] практически незаметна. Подобные структуры при истечении из бинарных сборок сопел наблюдались во многих исследованиях (например, [7–8, 12].

Таблица 2

## Параметры двухсопловых струй

№ режима	Газ	$P_0$	$P_\infty$	$h$	$N^{1/2}$	$Re_*$	$Re_L$	$\langle S \rangle$	$A$	$A/h$
		кПа	Па	мм					мм	
1	Азот	100	6.5	20	124	4100	33	10	34	1.7
2	Аргон	100	6.5	20	124	4500	36	66	34	1.7
3	Азот	200	5.33	20	194	8100	42	30	53	2.6
4	Аргон	200	5.33	20	194	9000	46	360	53	2.6
5	Азот	200	2.67	20	274	8100	30	30	74	3.7
6	Аргон	200	2.67	20	274	9000	33	360	74	3.7
7	Азот	200	0.67	20	546	8100	15	30	149	7.4
8	Аргон	200	0.67	20	546	9000	17	360	149	7.4
9	Аргон	100	1.33	14.2	274	4500	16	70	75	5.3
10	Аргон	150	2.0	14.2	274	6700	25	190	75	5.3
11	Аргон	200	2.67	14.2	274	9000	33	360	75	5.3
12	Аргон	250	3.33	14.2	274	11200	41	610	75	5.3
13	Аргон	200	2.67	2.4	274	9000	33	360	75	33.3

С ростом  $N$  картина течения меняется. На рис. 6, *в* и 6, *г* более чем в полтора раза увеличившиеся в размерах струи ещё практически не взаимодействуют между собой. Однако при истечении азота (рис. 6в) можно заметить, что вторичные бочки наклонены по направлению к оси симметрии блока. По-видимому, давление фонового газа в промежутке между струями снижается по сравнению с внешним окружением вследствие откачки способности сверхзвуковых струй.

В аргоне при увеличении давления торможения и, соответственно, пятикратном росте среднего размера кластеров (см. Табл. 2) хорошо заметно формирование «следа» вокруг струй. При этом внутренние границы каждой из струй приобретают несколько измененную форму по сравнению с внешними границами. Слабое взаимодействие струй проявляется в меньшей кривизне поверхностей струй, обращенных друг другу в сравнении с внешними (наружными) поверхностями. Таким образом, величина отношения  $d_*\sqrt{(P_0/P_\infty)/h} = A/h \sim 2.5$  (см. формулу 8) близка к пороговой для условий взаимодействия данных бинарных струй.

При дальнейшем возрастании  $N$  проявляются эффекты взаимодействия струй. Происходит постепенное формирование единого центрального потока в азоте (рис. 6, *д* и 6, *ж*). В аргоне (рис. 6, *е* и 6, *з*) этот процесс усложняется вследствие взаимодействия не только первичных бочек, но и структур кластерного «следа». В отличие от истечения азота, в аргоне между первичными сопловыми струями вдоль геометрической оси системы X формируется слабо расходящаяся, слабо затухающая по интенсивности яркая полоса свечения, представляющая собой, по-видимому, сжатую структуру, обусловленную теми же процессами, что и формирование «следа». Поскольку такое свечение, сохраняющееся на большом расстоянии от блока сопел, может быть обусловлено только долгоживущими возбужденными уровнями, предполагается, что в этой области концентрируются кластерные частицы из внутренних границ

взаимодействующих струй. Таким образом, в приведенных данных границу области взаимодействия бинарных струй можно определить в диапазоне  $2 < A/h < 3$ . При  $A/h < 2$  такие струи практически не взаимодействуют между собой.

### 3.2. Влияние кластеризации на формирование взаимодействующих бинарных струй

Рассмотрим влияние условий конденсации на взаимодействие бинарных струй. Для этого на рис. 7 приведены фотографии истечения аргона из бинарного блока струй при подборе одинакового соотношения  $N$  ( $N^{1/2} = 274$ ) и, соответственно, при одном и том же диаметре сопел и расстоянии между ними ( $A/h \approx 5.3$ ), но при разных давлениях торможения, т.е. различных значениях среднего размера кластеров  $\langle S \rangle$ . На представленных на рис. 7 фотографиях  $\langle S \rangle$  менялся в пределах от 70 до 610. Следует отметить, что абсолютно одинаковый размер первичных струй получить не удалось, поскольку, как было установлено ранее, и продольные [42], и поперечные [43] размеры сверхзвуковой струи возрастают с ростом размеров кластеров.

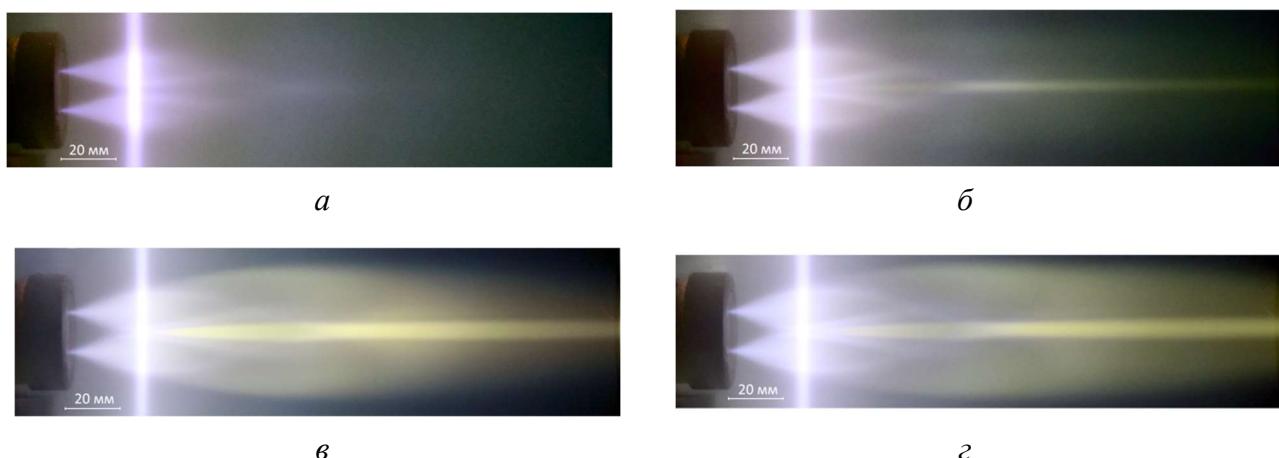


Рис. 7. Влияние среднего размера кластеров на взаимодействие бинарных струй аргона при фиксированном  $D$ : *a*), *б*), *в*), *г*) режимы 9, 10, 11, 12 табл. 2, соответственно. Межсопловое расстояние 14.2 мм

В приведенной серии измерений использована вертикальная компоновка сопел с межсопловым расстоянием  $h = 14.2$  мм. Расстояние от соплового блока до электронного луча составляло 25 мм. Вблизи от соплового блока наблюдаются две сопловых струи с хорошо заметными боковыми скачками уплотнения. Далее вниз по течению (рис. 7, *а*) струи сливаются в единую структуру с более высокой интенсивностью свечения в приосевой области. При росте давления торможения и, соответственно, среднего размера кластеров (рис. 7, *б*) обозначившиеся в режиме рис. 7, *а* тенденции проявляются более заметно. Несмотря на слабое свечение «следа», свидетельствующего, как показано нами ранее [42–43], о присутствии потока кластеров во внешней области первичной бочки, зона яркого свечения в центральной части бинарного потока становится более чётко выраженной. По-видимому, это область слияния потоков кластеров («следа») от обеих струй. При дальнейшем росте  $P_0$  и, соответственно,  $\langle S \rangle$ , как видно из рис. 7, *в* и 7, *г*, при усилении свечения «следа», росте его размера возрастает и яркость свечения в центральной зоне сливающихся струй.

### 3.3. Сопоставление струй аргона при изменении расстояния между соплами

Для детального рассмотрения влияния расстояния между соплами на структуру и форму газовых потоков на рис. 8 сопоставлены в увеличенном масштабе фотографии бинарных струй аргона при фиксированных значениях  $A$ , но на разных расстояниях  $h$  между соплами, т.е. вариации отношения  $A/h$  (табл. 2, режимы 6, 11, 13). Положение электронного пучка одинаковое относительно блока сопел и соответствует примерно середине первичных бочек. Режимы

истечения различаются интенсивностью взаимодействия струй, которая возрастает с уменьшением расстояния между соплами. Если при максимальном расстоянии между соплами ( $h = 20$  мм,  $A/h = 3.7$ ) частично сохраняется структура отдельных струй с собственной формой «следа», взаимодействие которых локализовано в области оси X блока, то при сближении струй структура течения приобретает иные формы, в которых кластеры оказывают существенное влияние. Различие между первыми двумя режимами (расстояние  $h = 20$  и 14.2 мм) характеризуется некоторым уменьшением продольного и поперечного сечения вторичного потока («следа»). Этот эффект можно объяснить возникновением в первичных струях дополнительных косых скачков уплотнения, препятствующих кластерообразованию, и, соответственно, уменьшению количества и размеров кластеров на периферии струй. В то же время в центральной области взаимодействия концентрация кластеров вблизи оси возрастает, а отсутствие достаточного количества столкновений возбужденных кластеров с частицами фона способствует более долгому сохранению возбуждения, характеризующегося усилением и приближением к блоку сопел интенсивной яркой области.

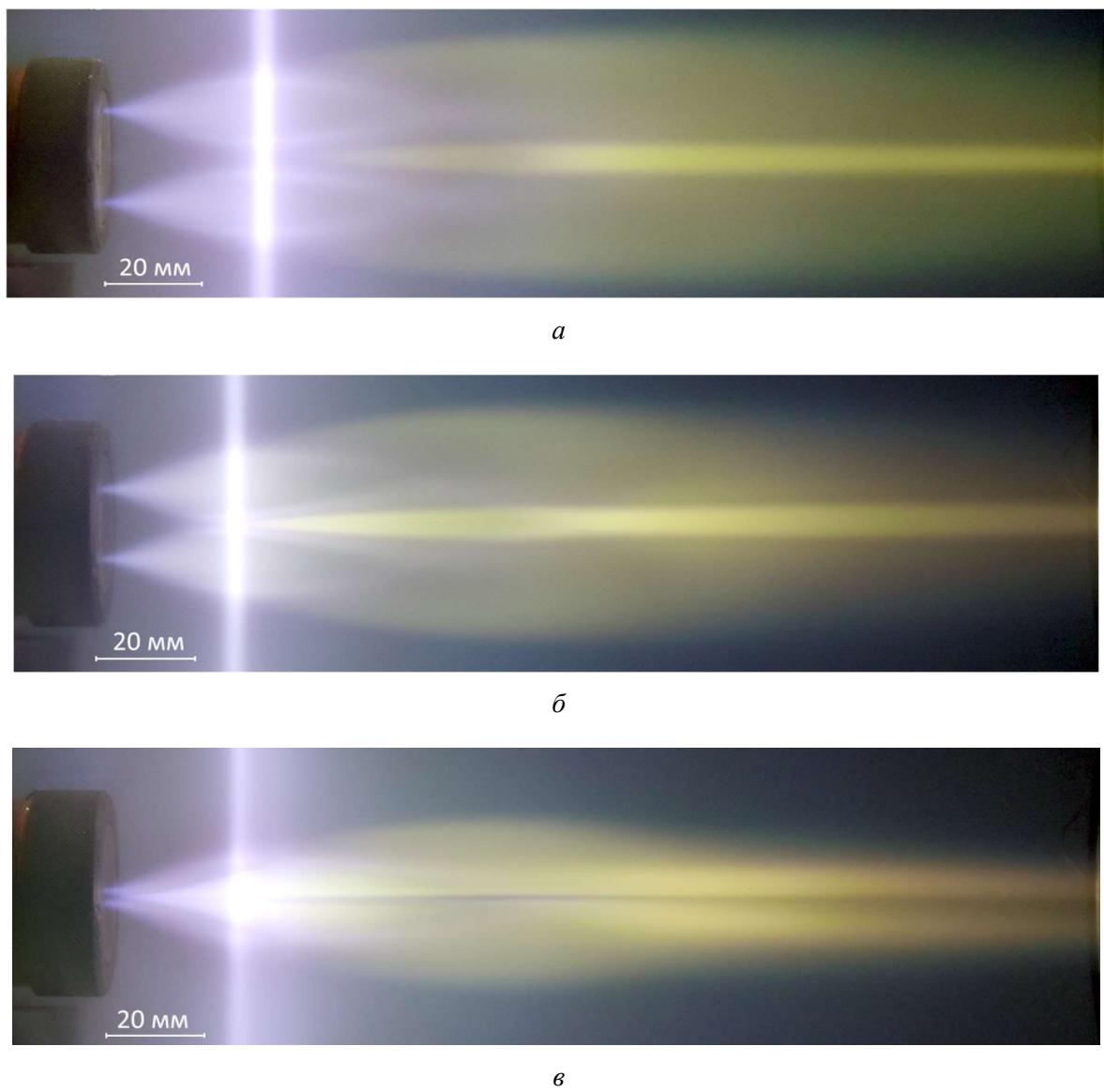


Рис. 8. Двухсопловое истечение аргона. *a), б), в)* – режимы 7, 11, 13, соответственно

Опуская промежуточные стадии сближения сопел, на рис. 8, *в* приведен результат взаимодействия первичных струй на многократно меньшем расстоянии между соплами ( $h = 2.4$  мм). Структура течения в этом случае отличается от предыдущих изображений. Практически

сразу за срезом формируется единая струя, имеющая сложную структуру, распространяющуюся во всей области наблюдений с перемежающейся интенсивностью свечения. В её центральной части на расстоянии от среза приблизительно в  $4h$  при слиянии первичных струй формируется ядро веретенообразной формы (так называемой «бочки») с большей интенсивностью свечения, по форме и размерам примерно соответствующее исходным струям в условиях большого расстояния между ними. На расстоянии, соответствующем примерно середине этой «бочки», наблюдается появление внешней огибающей, похожей на «след», но сравнительно небольшой длины. В области смыкания этой огибающей структуры яркость свечения центральной области струи возрастает. Эти особенности, очевидно, связаны с процессом конденсации. Однако наиболее удивительным фактом является очень узкая темная область, совпадающая с осью системы из двух сопел, наблюдаемая на всем протяжении области наблюдения, начиная от точки возникновения яркого ядра единой «бочки». Причины возникновения этой темной области, плотность излучателей в которой крайне мала, из представленных измерений авторы затрудняются объяснить.

#### 4. Заключение

Выполнена адаптация средств визуализации сложных газовых потоков на основе электронно-лучевой диагностики. Исследовано влияние процесса конденсации на газодинамику и форму сверхзвуковых струй модельных газов. Исследовано истечение сверхзвуковых струй аргона и азота за блоком из двух сверхзвуковых сопел с одинаковой геометрией при разных характерных размерах сверхзвуковых струй и на нескольких расстояниях между соплами. Получены результаты фотовизуализации свечения, возбужденного высоковольтным электронным пучком. Рассмотрено влияние процесса кластерообразования на газодинамику взаимодействующих струй. В результате анализа литературных данных показано, что характерный поперечный размер одиночных струй при истечении как из звуковых, так и сверхзвуковых струй в гиперзвуковом приближении и при малых углах  $\Theta$  пропорционален величине  $A = d_* \cdot N^{1/2}$  и отличается только постоянным коэффициентом, зависящим от сорта газа, геометрии сопла и степени конденсации в потоке.

Установлено, что в потоках азота в условиях отсутствия или слабой кластеризации бинарные струи имеют вид, аналогичный приведенному в [7, 12]: на малых размерах  $A/h$ , т.е. в условиях, когда расстояние между соплами блока больше поперечного размера индивидуальных струй, взаимодействие струй не обнаружено как при истечении азота, так и легко конденсирующегося аргона. При смыкании струй вблизи оси блочной компоновки образуется область с высокой плотностью частиц. В результате формируется единый поток, симметричный относительно оси системы.

При истечении аргона в условиях конденсации картина взаимодействия струй бинарного блока существенно усложняется. Поток кластеров во внешних областях вокруг традиционных «бочек» мономерных течений (так называемый «след») при росте размеров кластеров препятствует образованию единой «мономерной» структуры, формируя область повышенной плотности и большой протяженности (яркое свечение в приосевой части блока). Обнаружена необычная и пока не объясненная очень узкая темная полоса по оси максимально сближенных сопел бинарной системы, свидетельствующая об отсутствии излучающих частиц в этой зоне.

Таким образом, фотовизуализация взаимодействия струй обеспечивает получение новой информации о процессе формирования блочных струй в условиях разной степени конденсации, возможность изучения размеров и формы струй в условиях кластерообразования в сверхзвуковых струях при различных условиях истечения и параметрах окружающей среды. Дальнейшее исследование процесса формирования блочных струй авторы предполагают получить при одновременном использовании как метода фотовизуализации, так и метода сканирования [45].

## Благодарности и ссылки на гранты

Исследование выполнено на оборудовании Центра коллективного пользования "Прикладная физика" Новосибирского государственного университета при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № FSUS-2025-0008) в части лабораторного моделирования истечения потоков из блочных композиций сопел, а также Российского научного фонда (грант № 25-79-30031 в части развития средств диагностики в разреженных сверхзвуковых потоках, а также исследования влияния процесса конденсации на газодинамику и форму сверхзвуковых струй модельных газов.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Литература

1. Griin A. E., Schopper E., Schumacher B. Electron shadowgraphs and afterflow pictures of gas jets at low densities // J. Appl. Phys. 1953. Vol. 24. No. 12. Pp. 1527–1532.
2. Schumacher B. W., Gadamer E. O. Electron beam fluorescence probe for measuring the local gas density in a wide field of observation // Can. J. Phys. 1958. Vol. 36. No. 6. Pp. 659–662.
3. Sebacher D. I. Primary and afterglow emission from low temperature gaseous nitrogen excited by fast electrons // J. Chem. Phys. 1966. Vol. 44. No. 11. Pp. 4131–4138.
4. Lee H., Petrie S. Electron beam visualization in hypersonic air flows // 7th Aerodynamic Testing Conference. Palo Alto. CA. USA. 1972. <https://doi.org/10.2514/6.1972-1017>
5. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности // ПМТФ. 1973. № 1. С. 121–127.
6. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарафутдинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // ПМТФ. 1973. № 2. С. 64–73.
7. Лейтес Е. А. Исследование течения в области взаимодействия двух и четырёх струй // Труды ЦАГИ. 1974, вып. 1575. С. 3–30. (Изд. отдел ЦАГИ, Мск, 1974).
8. Ермолов В. И., Лангран Ж.-К., Ребров А. К., Храмов Г. А. Экспериментальное исследование взаимодействия двух спутных гиперзвуковых струй. // ПМТФ. 1983. № 3. С. 104–107.
9. Gochberg L. A. Electron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics // Prog. Aerospace Sci. 1997. Vol. 33. Pp. 431–480.
10. Gerasimov Yu. I., Krylov A. N., Yarygin V. N. Structure and gas parameters of plume expiring into vacuum from four nozzles located around the space vehicle case // Rarefied Gas Dynamics: 25-th International Symposium. Ed. M.S. Ivanov and A.K. Rebrov. Novosibirsk. 2007. Pp. 610–615.
11. Belan M., De Ponte S., Tordella D. Determination of density and concentration from fluorescent images of a gas flow // Exp. Fluids. 2008. Vol. 45. Pp. 501–511. DOI 10.1007/s00348-008-0493-5
12. Герасимов Ю. И., Ярыгин В. Н., Крылов Ф. Н., Сагдуллин Б. А. Моделирование структуры течения в составной струе за двумя двигателями, расположенными около корпуса космического аппарата // Теплофиз. Аэромех. 2009. Т. 16 (3). С. 395–404.
13. Mohamed A.K., Bonnet J., Larigalde S., Pot T., Soutadé J., Diop B. Electron beam fluorescence in hypersonic facilities // J. Aerospace Lab. 2009. Iss. 1. A101-08.
14. Ярыгин В. Н., Герасимов Ю. И., Крылов А. Н., Мишина Л. В., Приходько В. Г., Ярыгин И. В. Газодинамика космических кораблей и орбитальных станций (обзор) // Теплофиз. Аэромех. 2011. Т. 18. № 3. С. 345–372.
15. Chen G., Geng X., Xu H., Mi Y., Zhang X., Wang L., Kim D.E. Understanding of cluster size deviation by measuring the dimensions of cluster jet from conical nozzles // AIP Advances 2013. Vol. 3. 032133. <https://doi.org/10.1063/1.4796187>

16. Franquet E., Perrier V., Gibout S., Bruel P. Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review // Progress in Aerospace Sciences. 2015. Vol. 77. Pp. 25–53.  
<http://dx.doi.org/10.1016/j.paerosci.2015.06.006>
17. Ieshkin A. E., Danilov A. V., Chernysh V. S., Ivanov T. E., Znamenskaya I. A. Visualization of supersonic flows with bow shock using transversal discharges // J. Vis. 2019. Vol. 22. Pp. 741–750.  
<https://doi.org/10.1007/s12650-019-00565-6>
18. Zarvin A. E., Krylov A. N., Yaskin A. S., Antipova M. S., Kalyada V. V., Gerasimov Yu. I., Dubrovin K. A., Khudozhitkov V. E. Laboratory simulation for single and block supersonic jets // J. Phys. Conf. Ser. 2020. Vol. 1677. 012160. DOI:10.1088/1742-6596/1677/1/012160
19. Zarvin A. E., Madirbaev V. Z., Dubrovin K. A., Kalyada V. V. On the mechanism of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures // Plasma Chem. Plasma Process. 2022. Vol. 42. Pp. 247–265. <https://doi.org/10.1007/s11090-021-10214-2>
20. Patel M., Geethika B.R., Thomas J., Joshi H. Spatial mapping of low pressure cluster jets using Rayleigh scattering // Sci. Rep. 2023. Vol. 13. 6338. <https://doi.org/10.1038/s41598-023-32373-2>
21. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S. Influence of the outflow initial parameters on the transverse dimensions of underexpanded argon jets in presence of condensation. Vacuum. 2023. Vol. 207. 111651. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111651>
22. Zarvin A. E., Kalyada V. V., Madirbaev V. Zh., Korobeishchikov N. G., Khodakov M. D., Yaskin A. S., Khudozhitkov V. E., Gimelshein S. F. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // IEEE Transact. Pl. Sci. 2017. Vol. 45. Pp. 819–827. DOI: 10.1109/TPS.2017.2682901
23. Rothe D. E. Flow visualization using a traversing electron beam // AIAA Journal. 1965. Vol. 3. No. 10. Pp. 1945–1946. <https://doi.org/10.2514/3.3286>
24. Even U. Pulsed supersonic beams from high pressure source: simulation results and experimental measurements // Adv. in Chemistry. 2014. Vol. 2014. 636042. <http://dx.doi.org/10.1155/2014/636042>
25. Khudozhitkov V., Zarvin A., Kalyada V. Generation of a low-temperature plasma in a nozzle to initiate ion-cluster reactions in jets of mixtures of methane with a buffer gas // E3S Web of Conf. 2023. Vol. 459. 01007. <https://doi.org/10.1051/e3sconf/202345901007>
26. Khudozhitkov V. E., Zarvin A. E., Kalyada V. V. Mass spectrometry of clustered flows during gas ionization by low-temperature plasma in the diffuser part of the nozzle // Phys. Pl. 2025. Vol. 32, No. 2. 033508. DOI: 10.1063/5.0250894
27. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S. Causes of the glow of the anomalous secondary flow in supersonic clustered jets excited by a high-voltage electron beam // Tech. Phys. Let. 2020. Vol. 46. No. 4. Pp. 337–340. DOI: 10.1134/S1063785020040057
28. Kornilov S. Y., Osipov I. V., Rempe N. G., Generation of narrow focused beams in a plasma-cathode electron gun // Instrum. Exp. Tech. 2009. Vol. 52. No. 3. Pp. 406–411.  
<https://doi.org/10.1134/S002044120903018X>
29. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат. 1982. 231 с.
30. Muntz E. P., Marsden D. J. Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flows // Rarefied Gas Dynamics. Ed. J.A. Laurmann. Academic Press. 1963. Vol. II. Pp. 495–526.
31. Muntz E. P., Abel S. J., Maguire B. L. The electron beam fluorescence probe in experimental gas dynamics // Suppl. to IEEE Transact. Aerospace. June 1965. Pp. 210–222.
32. Lewis C. H. Jr, Carlson D. J. Normal shock location in underexpanded gas and gas-particle jets // AIAA J. 1964. Vol. 2. No. 4. Pp. 776–777. DOI: 10.2514/3.2409
33. Bauer A. B. Normal shock location on underexpanded gas-particle jets // AIAA J. 1965. Vol. 3. No. 6. Pp. 1187–1189. <https://doi.org/10.2514/3.3097>
34. Ashkenas H. Z., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels // Rarefied gas dynamics. N. Y.: Acad. Press, 1966. Vol. 2. Pp. 84–89.

35. Гусев В. Н., Климова Т. В. Течение в истекающих из недорасширенных сопел струях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 4. С. 121–125.
36. Ребров А. К., Чекмарев С. Ф., Шарафутдинов Р. Г. Влияние разреженности на структуру свободной струи азота // ПМТФ. 1971. № 1. С. 136–141.
37. Мурзинов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 4. С. 143–149.
38. Гусев В. Н., Климова Т. В. К подобию сверхзвуковых струйных течений. Ученые записки ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 1–9.
39. Шелухин Н. Н. Параметры подобия формы недорасширенной струи при истечении в затопленное пространство. Ученые записки ЦАГИ. 1979. Т. 10. № 2. С. 130–136.
40. Герасимов Ю. И., Ярыгин В. Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия 2. Истечение в затопленное пространство // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. Т. 13, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/315/>
41. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // ПМТФ. 1975. № 2. С. 42–52.
42. Зарвин А. Е., Яскин А. С., Каляда В. В., Ездин Б. С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // ПЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 22. С. 74–81.
43. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S. On the model of metrification of supersonic under-expanded gas jets under condensation conditions // Thermophys. Aeromech. 2023. Vol. 30. No. 2. Pp. 215–225. DOI: 10.1134/S0869864323020038
44. Hagen O. F. Cluster ion sources // Review of scientific instruments. 1992. Vol. 63. No. 4, pp. 2374–2379. <https://doi.org/10.1063/1.1142933>
45. Яскин А. С., Зарвин А. Е., Каляда В. В., Дубровин К. А., Художитков В. Э., Деринг Е. Д., Ващенко П. В., Лабусов В. А. Визуализация сверхзвуковых разреженных газовых потоков сложной формы // ПТЭ. 2025. Принята в печать.

## References

1. Griin A. E., Schopper E., Schumacher B., Electron shadowgraphs and afterflow pictures of gas jets at low densities, *J. Appl. Phys.*, 1953, vol. 24, issue 12, pp. 1527–1532.
2. Schumacher B. W., Gadamer E. O., Electron beam fluorescence probe for measuring the local gas density in a wide field of observation, *Can. J. Phys.*, 1958, vol. 36, no. 6, pp. 659–662.
3. Sebacher D. I., Primary and afterglow emission from low temperature gaseous nitrogen excited by fast electrons, *J. Chem. Phys.*, 1966, vol. 44, no. 11, pp. 4131–4138.
4. Lee H., Petrie S., Electron beam visualization in hypersonic air flows, *7th Aerodynamic Testing Conference*, Palo Alto, CA, USA, 1972. <https://doi.org/10.2514/6.1972-1017>
5. Kislyakov N. I., Rebrov A. K., Sharafutdinov R. G., Diffusion processes in the mixing zone of a supersonic jet of low density, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1973, vol. 14, no. 1, pp. 99–104. <https://doi.org/10.1007/BF00850583>
6. Volchkov V. V., Ivanov A. V., Kislyakov N. I., Rebrov A. K., Sukhnev V. A., Sharafutdinov R. G., Low-density jets beyond a sonic nozzle at large pressure drops, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1973, vol. 14, no. 2, pp. 200–207. <https://doi.org/10.1007/BF01200655>
7. Leites E. A., Investigation of the flow in the area of interaction between two and four jets, *Proceedings of TsAGI*, 1974, iss. 1575, pp. 3–30 [in Russian].
8. Ermolov V. I., Langran J. C., Rebrov A. K., Khramov G. A., Experimental study of the interaction of a pair of hypersonic jets, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1983, vol. 24, no. 3, pp. 379–383. <https://doi.org/10.1007/BF00909758>

9. Gochberg L. A., Electron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics, *Prog. Aerospace Sci.*, 1997, vol. 33, pp. 431–480. DOI: 10.1016/S0376-0421(97)00002-X
10. Gerasimov Yu. I., Krylov A. N., Yarygin V. N., Structure and gas parameters of plume expiring into vacuum from four nozzles located around the space vehicle case, *Rarefied Gas Dynamics: 25-th International Symposium*, Ed. M. S. Ivanov and A. K. Rebrov, Novosibirsk, 2007, pp. 610–615.
11. Belan M., De Ponte S., Tordella D., Determination of density and concentration from fluorescent images of a gas flow, *Exp. Fluids*, 2008, vol. 45, pp. 501–511. DOI 10.1007/s00348-008-0493-5
12. Gerasimov Y. I., Yarygin V. N., Krylov A. N., B.A. Sagdullin, Modelling of the flow structure in a composite jet behind two thrusters located near the spacecraft case, *Thermophys. Aeromech.*, 2009, vol. 16, no. 3, pp. 375–383. <https://doi.org/10.1134/S0869864309030068>
13. Mohamed A. K., Bonnet J., Larigalde S., Pot T., Soutadé J., Diop B., Electron beam fluorescence in hypersonic facilities, *J. AerospaceLab.*, 2009, iss. 1, A101-08. <https://doi.org/10.12762/2009.AL01-08>
14. Yarygin V. N., Gerasimov Y. I., Krylov A. N., Mishina L. V., Prikhodko V. G., Yarygin I. V., Gas dynamics of spacecraft and orbital stations (review), *Thermophys. Aeromech.*, 2011, vol. 18, no. 33, pp. 333–358. <https://doi.org/10.1134/S0869864311030012>
15. Chen G., Geng X., Xu H., Mi Y., Zhang X., Wang L., Kim D. E., Understanding of cluster size deviation by measuring the dimensions of cluster jet from conical nozzles, *AIP Advances*, 2013, vol. 3, 032133. <https://doi.org/10.1063/1.4796187>
16. Franquet E., Perrier V., Gibout S., Bruel P., Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review, *Progress in Aerospace Sciences*, 2015, vol. 77, pp. 25–53.  
<http://dx.doi.org/10.1016/j.paerosci.2015.06.006>
17. Ieshkin A. E., Danilov A. V., Chernysh V. S., Ivanov T. E., Znamenskaya I. A., Visualization of supersonic flows with bow shock using transversal discharges, *J. Vis.*, 2019, vol. 22, pp. 741–750. <https://doi.org/10.1007/s12650-019-00565-6>
18. Zarvin A. E., Krylov A. N., Yaskin A. S., Antipova M. S., Kalyada V. V., Gerasimov Yu. I., Dubrovin K.A., Khudozhitkov V. E., Laboratory simulation for single and block supersonic jets, *J. Phys. Conf. Ser.*, 2020, vol. 1677, 012160. DOI:10.1088/1742-6596/1677/1/012160
19. Zarvin A. E., Madirbaev V. Z., Dubrovin K. A., Kalyada V. V., On the mechanism of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures, *Pl. Chem. Pl. Proc.*, 2022, vol. 42, pp. 247–265. <https://doi.org/10.1007/s11090-021-10214-2>
20. Patel M., Geethika B. R., Thomas J., Joshi H., Spatial mapping of low-pressure cluster jets using Rayleigh scattering, *Sci. Rep.*, 2023, vol. 13, 6338. <https://doi.org/10.1038/s41598-023-32373-2>
21. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S., Influence of the outflow initial parameters on the transverse dimensions of underexpanded argon jets in presence of condensation, *Vacuum*, 2023, vol. 207, 111651. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111651>
22. Zarvin A. E., Kalyada V. V., Madirbaev V. Zh., Korobeishchikov N. G., Khodakov M. D., Yaskin A. S., Khudozhitkov V. E., Gimelshein S. F., Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons, *IEEE Transact. Pl. Sci.*, 2017, vol. 45, pp. 819–827. <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2682901>
23. Rothe D. E., Flow visualization using a traversing electron beam, *AIAA Journal*, 1965, vol. 3, no. 10, pp. 1945–1946. <https://doi.org/10.2514/3.3286>
24. Even U., Pulsed supersonic beams from high pressure source: simulation results and experimental measurements, *Adv. in Chemistry*, 2014, vol. 2014, 636042. <http://dx.doi.org/10.1155/2014/636042>
25. Khudozhitkov V., Zarvin A., Kalyada V., Generation of a low-temperature plasma in a nozzle to initiate ion-cluster reactions in jets of mixtures of methane with a buffer gas, *E3S Web of Conf.*, 2023, vol. 459, 01007. <https://doi.org/10.1051/e3sconf/202345901007>
26. Khudozhitkov V. E., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Mass spectrometry of clustered flows during gas ionization by low-temperature plasma in the diffuser part of the nozzle, *Phys. Pl.*, 2025, vol. 32, no. 2, 033508. <https://doi.org/10.1063/5.0250894>

27. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S., Causes of the glow of the anomalous secondary flow in supersonic clustered jets excited by a high-voltage electron beam, *Tech. Phys. Let.*, 2020, vol. 46, no. 4, pp. 337–340. <https://doi.org/10.1134/S1063785020040057>
28. Kornilov S. Y., Osipov I. V., Rempe N. G., Generation of narrow focused beams in a plasma-cathode electron gun, *Instrum. Exp. Tech.*, 2009, vol. 52, no. 3, pp. 406–411. <https://doi.org/10.1134/S002044120903018X>
29. Smirnov B. M., *Excited atoms*, Moscow: Energoizdat, 1982. 231 p. [in Russian].
30. Muntz E. P., Marsden D. J., Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flows, *Rarefied Gas Dynamics*, Ed. J.A. Laurmann, Academic Press, 1963, vol. II, pp. 495–526.
31. Muntz E. P., Abel S. J., Maguire B. L., The electron beam fluorescence probe in experimental gas dynamics, *Suppl. to IEEE Transact. Aerospace*, June 1965, pp. 210–222.
32. Lewis C. H. Jr, Carlson D. J., Normal shock location in underexpanded gas and gas-particle jets, *AIAA J.*, 1964, vol. 2, no. 4, pp. 776–777. DOI: 10.2514/3.2409
33. Bauer A. B., Normal shock location on underexpanded gas-particle jets, *AIAA J.*, 1965, vol. 3, no. 6, pp. 1187–1189. <https://doi.org/10.2514/3.3097>.
34. Ashkenas H. Z., Sherman F. S., The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels, *Rarefied gas dynamics*, N. Y.: Acad. Press, 1966, vol. 2, pp. 84–89.
35. Gusev V. N., Klimova T. V., Flow in jets from underexpanded nozzles, *Fluid Dynamics*, 1968, vol. 3, no. 4, pp. 81–84. <https://doi.org/10.1007/BF01019202>
36. Rebrov A. K., Chekmarev S. F., Sharafutdinov R. G., Influence of rarefaction on the structure of a free stream of nitrogen, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1971, vol. 12, no. 1, pp. 122–127. <https://doi.org/10.1007/BF00853994>
37. Murzinov I. N., Similarity parameters for the escape of a strongly underexpanded jet into a flooded space, *Fluid Dynamics*, 1971, vol. 6, pp. 675–680. <https://doi.org/10.1007/BF01013632>
38. Gusev V. N., Klimova T. V., To the similarity of supersonic jet streams, *Scientific notes of TsAGI*, 1972, vol. 3, no 6, pp. 1–9. [in Russian].
39. Shelukhin N. N., Parameters of the similarity of the shape of an underexpanded jet when it flows into a flooded space, *Scientific notes of TsAGI*, 1979, vol. 10, no 2, pp. 130–136.
40. Gerasimov Ju. I., Yarygin V. N., Jet expansion of ideal and real gases from axisymmetric nozzles. Similarity matters. 2. Outflow of jets into submerged space, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2012, vol. 13, iss. 2 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/315/>
41. Kislyakov N. I., Rebrov A. K., Sharafutdinov R. G., Structure of high-pressure low-density jets beyond a supersonic nozzle, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1975, vol. 16, no. 2, pp. 187–195. <https://doi.org/10.1007/BF00858912> .
42. Zarvin A. E., Yaskin A. S., Kalyada V. V., Ezdin B. S., Structure of a supersonic gas jet under conditions of developed condensation, *Tech. Phys. Lett.* 2015, vol. 41, no. 11, pp. 1103–1106. <https://doi.org/10.1134/S106378501511027>
43. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. S., On the model of metrification of supersonic under-expanded gas jets under condensation conditions, *Thermophys. Aeromech.*, 2023, vol. 30, no. 2, pp. 215–225. DOI: 10.1134/S0869864323020038
44. Hagen O. F. Cluster ion sources, *Review of scientific instruments*, 1992, vol. 63, no. 4, pp. 2374–2379. <https://doi.org/10.1063/1.1142933>
45. Yaskin A. S., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Dubrovin K. A., Khudozhikov V. E., Dering E. D., Vashchenko P. V., Labusov V. A., Visualization of supersonic rarefied gas flows with complex shape, *Instrum. Exp. Tech.*, 2025, vol. 68, pp. 657–663. <https://doi.org/10.1134/S0020441225700915>

Статья поступила в редакцию 4 августа 2025 г.