

Features of the Energy Exchange Process in a Clustered Argon Stream at the Initiation of Radiation by an Electron Beam

K. A. Dubrovin, A. E. Zarvin, Yu. E. Gorbachev, A. S. Yaskin, V. V. Kalyada

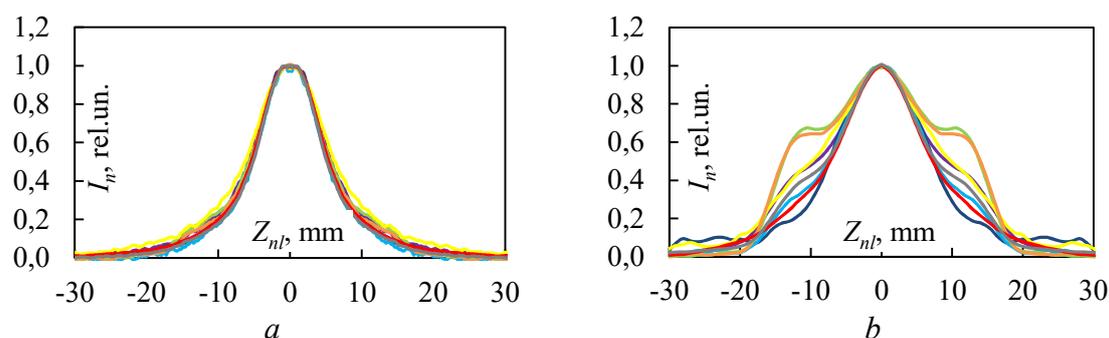
Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia

zarvin@phys.nsu.ru

Abstract

The problems associated with the formation of an external cluster flow that we discovered earlier, which is formed in the external field of a traditional supersonic jet and is called the “cluster wake”, are discussed. The reasons for the prolonged anomalous glow of the “cluster wake” are investigated. The results of a spectral study of the induced radiation of a supersonic clustered argon flow in the region of particle excitation (on an electron beam) and beyond are presented. Anomalies in the glow of a traditional spindle-shaped jet and heavy clusters are discussed. Possible causes of the observed anomalous phenomena are presented on the basis of the above comparisons of the results obtained. The role of the energy exchange of clusters with the background gas in the afterglow of the “cluster wake” is established. The wavelengths and the corresponding transitions in Ar_I and Ar_{II} , which are responsible for the anomalous emission, are determined. The lifetimes in the excited state of particles in the central part and on the periphery of the clustered flow are determined.

Keywords: supersonic jet, gas clusters, condensation process, argon, electron-beam diagnostics, intracluster energy exchange, “cluster wake”.



Comparison of transverse profiles of the normalized radiation intensity I recorded in a clustered argon flow at wavelengths of 420.1 nm (violet), 461.0 nm (blue), 488.0 nm (cyan), 549.6 nm (green), 591.2 nm (yellow), 603.2 nm (orange), 750.3 nm (red) and 811.5 nm (gray) at a distance of $X_{nl} = 94$ mm at a conditional displacement of the exciting electron beam by $X_{bl} = 0$ mm (a) and 20 mm (b) upstream

УДК 533.6.011.8; 537.53; 539.194; 543.428; 544.277.6

Особенности процесса энергообмена в кластированном потоке аргона при инициации излучения электронным пучком

К. А. Дубровин, А. Е. Зарвин, Ю. Е. Горбачев, А. С. Яскин, В. В. Каляда

*Новосибирский государственный университет,
РФ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 1
akdubr@gmail.com*

Аннотация

Обсуждены проблемы, связанные с образованием обнаруженного нами ранее внешнего кластерного потока, формирующегося во внешнем поле традиционной сверхзвуковой струи и названного «кластерным следом». Исследованы причины длительного аномального свечения «кластерного следа». Представлены результаты спектрального исследования индуцированного излучения сверхзвукового кластированного потока аргона в области возбуждения частиц (на электронном пучке) и за её пределами. Обсуждены аномалии в свечении традиционной веретенообразной струи и потока тяжелых кластеров. Представлены возможные причины наблюдаемых аномальных явлений на основе приведенных сравнений полученных результатов. Установлена роль энергообмена кластеров с фоновым газом в послесвечении «кластерного следа». Определены длины волн и соответствующие переходы в Ar_I и Ar_{II} , обуславливающие аномальное свечение. Определены времена жизни в возбужденном состоянии частиц в центральной части и на периферии кластированного потока.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, газовые кластеры, конденсация, аргон, электронно-пучковая диагностика, внутрикластерный энергообмен, «кластерный след».

1. Введение

Вопросы истечения газов и газовых смесей из сопел различных конфигураций пристально рассматриваются с прошлого столетия. За продолжительный период времени было выпущено немало работ, посвященных газовой динамике и методам исследования потоков [1–10]. Если давление частиц в сверхзвуковых потоках, в которых скорость частиц газа u превышает локальную скорость звука c , изменяется при расширении – это неизобарические струи, формируемые при истечении газа из сопла в нерасчетных режимах, когда давление частиц на срезе сопла P_a отличается от давления в окружающей среде P_∞ . Расширение струи в таком случае характеризуется степенью нерасчетности $n = P_a/P_\infty$: если $n < 1$, то поток является перерасширенным, а если $n > 1$ – недорасширенным.

В недорасширенной струе из-за нерасчетности истечения за срезом сопла газ приобретает заметную скорость в радиальном направлении, что приводит к сложному течению с областями расширения и сжатия, а также с ударными волнами сложной конфигурации. Радиальная компонента скорости газа вблизи границы струи оказывается существенно переменной по длине струи и может менять свое направление, пока под воздействием диссипативных эффектов не станет пренебрежимо малой. Это приводит к тому, что в области расширения граница струи может образовывать последовательность характерных бочкообразных, приближенно подобных структур, очертания которых постепенно размываются под воздействием эффектов вязкости, теплопроводности и диффузии, имеющих место в нарастающем

вдоль границы струи слое смешения, а также под воздействием волновых потерь на скачках уплотнения. В зоне смешения направленная скорость частиц потока изменяется от максимальной величины на внутренней границе слоя смешения до нуля на внешней. Наблюдаемое число ударно-волновых структур и их геометрия зависят от условий истечения. При очень больших степенях нерасчетности ($n > 100$), как правило, наблюдается лишь одна бочкообразная структура [2, 11]. Отметим также, что, несмотря на известные традиции в использовании в аэродинамике величины давления на выходном P_a или критическом P_* сечении сопла, наиболее удобным в измерениях являются параметры в форкамере сопла, т.е. давление P_0 и температура T_0 торможения. Поэтому далее мы будем использовать именно эти параметры, измерение величин которых осуществляется с минимальной погрешностью, в том числе значение $N = P_0/P_\infty$.

За время исследований различных типов потоков были табулированы «традиционные» формы струй, образующихся за различными конфигурациями сопел. Данные формы, представленные и исследованные в работах различных авторов, получили своё детальное теоретическое описание, отчего мы их будем называть «традиционными». Так, к примеру, для расширения в область пониженного давления, рассмотренного в данной работе, «традиционными» формами истечения можно считать бочкообразный вид струи с образованием конфигурации Маха с прямой замыкающей ударной волной [2, 8] (рис. 1, а) и веретенообразный вид недорасширенной струи с образованием Х-образной конфигурации (сходящихся висячих скачков к оси потока) [3] (рис. 1, б).

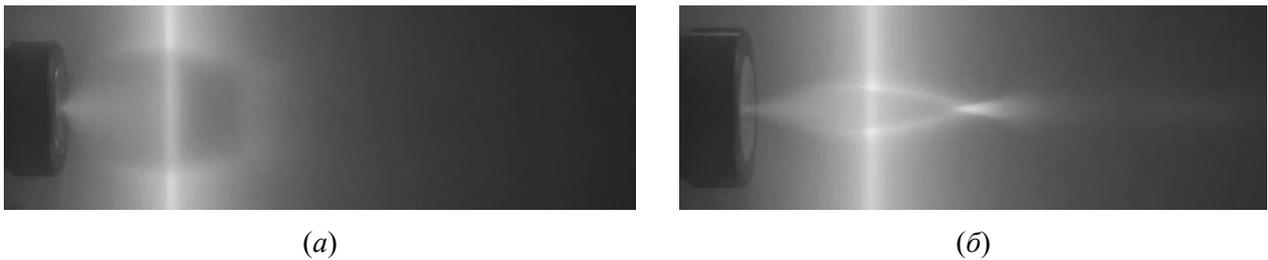


Рис. 1. Визуализация потоков азота посредством электронно-пучковой диагностики:

- (а): звуковое сопло, диаметр выходного сечения $d_a = 0.505$ мм, давление торможения $P_0 = 151$ кПа, температура торможения $T_0 = 308$ К, давление фоновое пространство $P_\infty = 6$ Па, $n = 13300$;
 (б): сверхзвуковое коническое сопло, диаметр критического сечения $d_* = 0.24$ мм, длина диффузора $L = 3.0$ мм, полуугол раствора диффузора $\alpha = 12.3^\circ$, $d_a = 1.55$ мм, $P_0 = 300$ кПа, $T_0 = 308$ К, $P_\infty = 6$ Па, $n = 45$

В то же время, с середины прошлого столетия развитие получило направление исследования Ван-дер-Ваальсовых кластеров, формируемых в сверхзвуковых газовых потоках. Согласно классическим законам газодинамики, при адиабатическом расширении газа через сопло частицы передают свою внутреннюю энергию в кинетическую энергию направленного движения, увеличивая скорость u , теряя при этом температуру T

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \left(\frac{u}{c_0} \right)^2, \quad (1)$$

где T_0 – температура торможения (начальная температура газа в форкамере сопла); γ – показатель адиабаты (коэффициент Пуассона); c_0 – скорость звука в форкамере сопла.

График адиабаты, соответствующий уравнению (1), представлен на РТ-диаграмме (рис. 2) в виде кривой $P(T)$. На той же диаграмме нанесена кривая насыщенного пара $P_{V(T)}$. Если газ при расширении достигает значения точки В, в потоке начинается процесс фазового перехода, на начальном этапе которого при тройных столкновениях посредством сил Ван-

дер-Ваальса образуются ассоциаты, объединенные из одиночных атомов или молекул (мономеров), летящих прежде в потоке раздельно. Данные ассоциаты получили название «кластеры» [12–21].

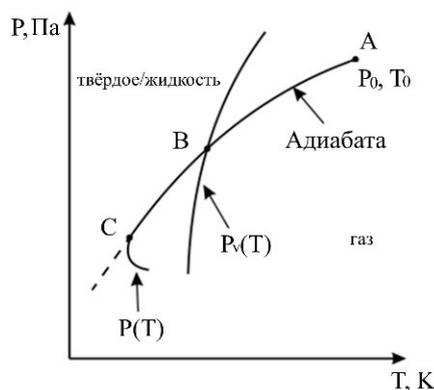


Рис. 2. Обобщенная фазовая диаграмма для системы с соплом [18]

При дальнейшем расширении газа кластеры, сталкиваясь с другими частицами потока, растут в размерах, тем самым существенно изменяя массовое распределение частиц в потоке. Если до пересечения точки В (рис. 2) в потоке чистого газа летели частицы одного сорта, одной массы и с Максвелловским распределением скоростей, то после начала процесса конденсации ситуация существенно меняется. Пример масс-спектра, зарегистрированного в потоке аргона в условиях конденсации, представлен на рис. 3.

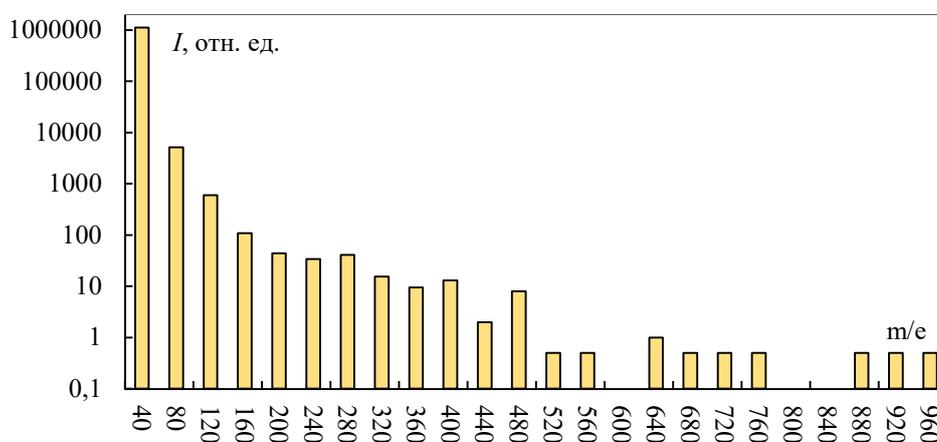


Рис. 3. Масс-спектр, зарегистрированный в потоке аргона. Начальные параметры: $\gamma = 5/3$, $P_0 = 0.3$ МПа, $T_0 = 305$ К, $d_* = 0.17$ мм, $X_{ns} = 40$ мм (расстояние между выходным срезом сопла и скиммером)

В ходе исследований процесса кластерообразования О. Хагеной [12–13] предложена эмпирическая модель, связывающая средний размер формируемых в потоке кластеров $\langle S \rangle$ с начальными параметрами его истечения из сопла

$$\langle S \rangle = a \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^b, \quad \Gamma^* = k P_0 d_{eq}^q T_0^{s q - i}, \quad (2)$$

где a, b – численные постоянные коэффициенты; Γ^* – безразмерный параметр Хагены; $d_{eq} = cd_*/\text{tg}\alpha$ – эквивалентный диаметр сопла; $k, c, q, s, i = \gamma/(\gamma - 1)$ – численные коэффициенты, зависящие от сорта газа. Несмотря на незначительные корректирующие поправки, предложенные рядом авторов (см., например, [17, 23]), эта модель широко используется и сегодня.

Как известно [24], доля конденсата в потоке с развитием конденсации не превышает $\sim 30\%$. Исходя из этого, основной фракцией частиц в потоке даже при развитой конденсации являются мономерные частицы (атомы или молекулы), как и в потоках без конденсированной фазы. Данный факт проиллюстрирован на рис. 3 в логарифмической шкале ординат.

В 2015 году в отделе прикладной физики Новосибирского государственного университета в ходе измерений плотности в потоке аргона, расширяющегося в область пониженного давления (несколько Па) из сверхзвукового сопла субмиллиметрового диаметра при комнатных температурах, при использовании электронно-пучковой диагностики была обнаружена аномальная структура больших размеров (рис. 4) [25]. Помимо «традиционной» веретенообразной струи, аналогичной наблюдаемой в потоке азота (см. рис. 1, б), в потоке аргона вдоль бокового ударного скачка уплотнения распространяется внешний спутный поток. Следует подчеркнуть, что термин «спутный», заимствованный из традиционной газодинамики (см., например, [2]), здесь использован для обозначения потока, порождаемого традиционной сверхзвуковой струей и далее сопутствующего ей. Установлено, что поток такого вида не наблюдается за звуковыми соплами, при малых давлениях торможения и в слабоконденсирующихся газах [26–30]. Ввиду того, что данный поток непосредственно ассоциирован с первичной струей, было выдвинуто предположение, что он состоит из кластеров, обладающих большим импульсом и способных преодолеть скачок уплотнения («висячий скачок») и зону смещения «традиционной» струи. Мы его назвали «кластерным следом». Образовавшийся аномальный поток («кластерный след») обладает слоистой структурой и слабо угасающим свечением на протяжении всей длины течения за пределами возбуждающего электронного пучка. Примечательно также, что свечение «кластерного следа» характеризуется иным цветом, нежели «традиционная» струя. Всё это говорит об особенностях в процессах энергообмена и излучения в потоке кластеров. Целью настоящей работы является исследование причин длительного и аномального свечения «кластерного следа».

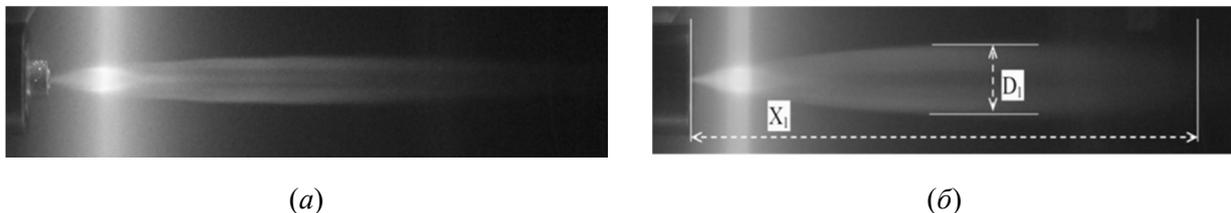


Рис. 4. Визуализация потоков аргона, истекающих из сверхзвуковых сопел различной геометрии, при использовании расфокусированного пучка электронов. Начальные параметры: $P_0 = 0.5$ МПа, $P_\infty = 5$ Па, энергия электронов $E_e = 8$ кэВ. X_1 и D_1 – видимые (наблюдаемые) продольный и поперечный размеры «кластерного следа»

2. Экспериментальное оборудование

Исследования проводились на газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 Отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета [31]. Фотография внешнего вида стенда приведена на рис. 5, а, принципиальная схема регистрирующей системы – на рис. 5, б. Стенд ЛЭМПУС-2 представляет из себя вакуумную камеру, оснащенную комплексом вакуумных откачных средств: форвакуумных безмасляных насосов, высоковакуумных турбомолекулярных и гелиевых криогенных насосов, обеспечивающим выбор давления в фоновом пространстве и расхода газа через сопло (при истечении диоксида углерода – до 0.2 г/с). Внутри основного вакуумного объема диаметром 0.7 м и длиной 1.2 м размещается форкамера (1) с соплом выбранной конфигурации. Координатный механизм, на котором установлена форкамера, обеспечивает возможность перемещения газового объекта (2) по ортогональным направлениям внутри вакуумного стенда.

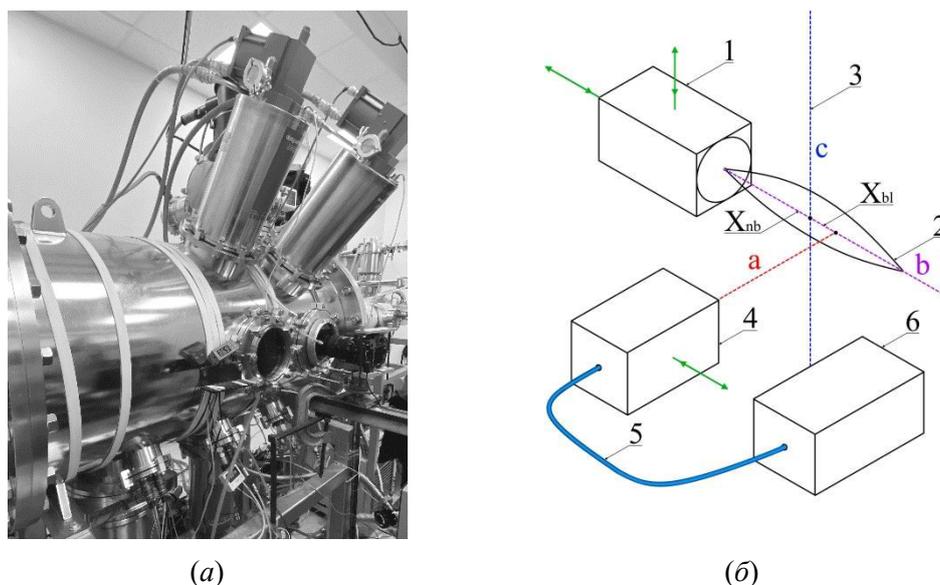


Рис. 5. Фотография (а) и принципиальная схема измерительного участка (б) экспериментального газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 [31].

1 – форкамера сопла; 2 – сверхзвуковой поток газа; 3 – пучок электронов; 4 – кварцевая короткофокусная линза в изолированном боксе; 5 – волновод; 6 – спектрометр OceanOptics USB4000; \leftrightarrow – доступные направления перемещения. X_{nb} – расстояние вдоль оси струи **b** между срезом сопла и осью электронного пучка **c** (nozzle – beam); X_{bl} – расстояние вдоль оси **b** между осью электронного пучка **c** и оптической осью **a** (beam-localization); $X_{nl} = X_{nb} + X_{bl}$ – расстояние вдоль оси **b** между соплом и оптической осью **a**; Z_{jl} – расстояния вдоль оси электронного пучка **c** между осью струи **b** и оптической осью **a** (jet-localization)

Поскольку исследуемые сверхзвуковые потоки имеют низкую температуру истечения (в большинстве случаев – комнатную, ~ 300 К), для изучения процессов в струе оптическими и спектральными методами требуется инициировать излучение света. Процесс возбуждения и ионизации нейтральных частиц осуществляется с помощью высоковольтного, хорошо сфокусированного электронного пучка (3). Возбужденное излучение из локального объема через оптическое окно вакуумной камеры с помощью кварцевой линзы (4) и волновода (5) собирается на входную щель спектрального прибора (6). Наличие координатного механизма перемещения соплового блока (1), а вместе с ним – и истекающей через сопло сверхзвуковой струи (2) позволяет смещать локализацию измерений в разные области струи, ввиду чего мы можем изучить спектральные особенности излучения исследуемой газовой структуры. Механизм перемещения линзы (4) позволяет дополнительно смещать локализацию измерений вверх или вниз по потоку от электронного пучка в пределах размера оптического окна.

Вакуумная откачная система поддерживает внутри камеры расширения давление в фоновом пространстве в диапазоне $10^{-4} \div 10^2$ Па. Давление в форкамере сопла P_0 задается в диапазоне $3 \div 1000$ кПа. Измерения температур торможения T_0 и газа фоновом пространстве T_∞ осуществляются при помощи термометров, установленных на форкамере сопла и на стенке экспериментального стенда, соответственно. Предполагается, что фоновый газ за время нахождения в вакуумном объеме приобретает температуру стенок вакуумной камеры. Наиболее подробное описание измерительных средств газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 представлено в [31].

На рис. 6 представлен спектр аргона, зарегистрированный на оси кластированного потока в области возбуждения излучения. Для наглядности спектр разделен пунктирной линией на два фрагмента с различным коэффициентом усиления сигнала: спектральные линии в диапазоне длин волн от 350 до 650 нм в действительности имеют амплитуды в 5 раз меньше. Различным цветом и стрелками с указанием длины волны излучения выделены линии спек-

тра, использованные в дальнейшем анализе в тех или иных измерениях. Интенсивность излучения на выбранной длине волны определялась по амплитуде сигнала. Запись спектра осуществлялась спектрометром USB4000 на выбранных для измерений длинах волн. Разрешающая способность прибора составляет около 2 нм.

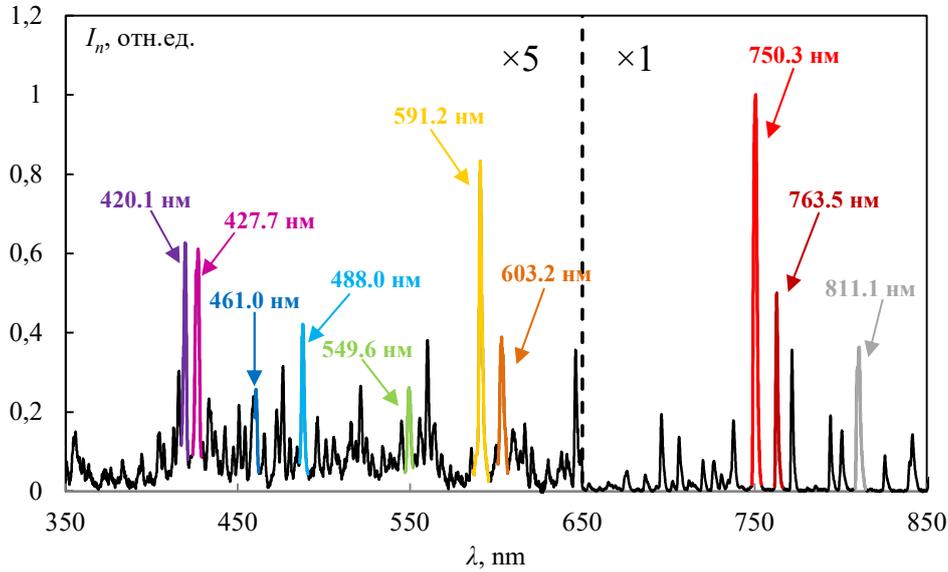


Рис. 6. Спектр излучения, зарегистрированный в потоке аргона. Начальные параметры: $\gamma = 5/3$, $P_0 = 0.6$ МПа, $T_0 = 308.6$ К, $P_\infty = 4.65$ Па, $d_* = 0.26$ мм, $X_{nb} = 48$ мм, $X_{bl} = 0$ мм. Интенсивность излучения в диапазоне [350; 650] нм увеличена в 5 раз

Экспериментальное оборудование обеспечивает возможность измерений в различных вариантах (см. рис. 5):

а) При фиксированном расстоянии X_{bl} и перемещении соплового блока вдоль выбранной оси: в данном случае (при вариации координаты X_{nb} и $Z_{jl} = 0$) регистрируется продольный профиль интенсивности излучения частиц (на выбранных длинах волн) вдоль оси **b** на выбранном расстоянии между электронным пучком и областью локализации оптики. При этом на каждом промежуточном расстоянии X_{nb} возможно с помощью вариации координаты Z_{jl} регистрировать поперечный (вдоль оси **c**) профиль интенсивности излучения частиц в каждом выбранном сечении струи на расстоянии $X_{nl} = X_{nb} + X_{bl}$.

б) При фиксированном расстоянии X_{nl} с синхронным изменением координаты X_{nb} и X_{bl} в одном направлении в данном случае происходит условное смещение электронного пучка одновременно и относительно сопла, и относительно области локализации оптики ($\Delta X_{nb} = -\Delta X_{bl}$). При этом на каждом промежуточном расстоянии X_{nb} с соответствующим ему расстоянием X_{bl} (при сохранении неизменным X_{nl}) возможно с помощью вариации координаты Z_{jl} также регистрировать поперечный (по оси **Z**) профиль интенсивности излучения частиц в каждом выбранном сечении струи.

в) При фиксированном расстоянии X_{nb} и вариации координаты X_{bl} вдоль оси **b**. В этом случае регистрируется излучение на оси струи в разных сечениях $X_{nl} = X_{nb} + X_{bl}$, возбужденное электронным пучком. На каждом промежуточном расстоянии X_{bl} с соответствующим ему расстоянием X_{nl} возможно с помощью вариации координаты Z_{jl} также регистрировать поперечный (вдоль оси **c**) профиль интенсивности излучения частиц на каждом выбранном расстоянии по оси **b**.

3. Анализ экспериментальных данных

Основной вклад в излучение, возбуждаемое высоковольтным электронным пучком в сверхзвуковых потоках разреженных газов, вносят короткоживущие уровни ($< 10^{-7}$), переход

с которых в основном состоянии сопровождается излучением, позволяющим определять, к примеру, локальную плотность газа в струе [32–33]. Наличие ряда слабоинтенсивных, но более долгоживущих ($> 10^{-5}$ с) возбужденных уровней, частичное рассеяние электронов пучка на фоновом газе, а также отток ионов на заземленные элементы конструкции, в том числе соплового блока, обеспечивает свечение не только в области возбуждения, но и на значительном расстоянии вверх и вниз по потоку.

Для детального изучения процесса излучения в «кластерном следе» были проведены измерения интенсивности излучения на различных расстояниях от среза сопла как непосредственно в области электронного луча, так и на разных расстояниях от него.

На рис. 7 приведены два примера спектральных измерений (вариант «б») интенсивности излучения для различных длин волн, соответствующих переходам аргона. Поперечные профили получены в одном и том же сечении струи на фиксированном расстоянии $X_{nl} = 94$ мм и условном смещении электронного пучка вверх по потоку на $X_{bl} = 0$ мм (а) и 20 мм (б). Таким образом, на рис. 7, а показаны поперечные профили излучения частиц, инициируемых электронным пучком непосредственно в локализации измерений, тогда как на рис. 7, б – поперечные профили излучения тех же частиц, но возбужденных в потоке выше по течению на 20 мм. Эти данные были доложены на конференции «XXXVII Сибирский теплофизический семинар» [30].

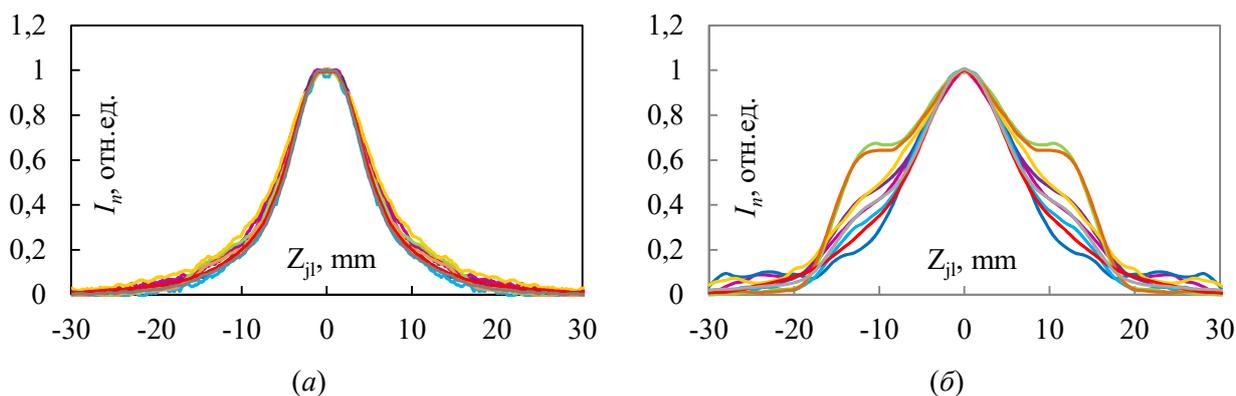


Рис. 7. Сравнение поперечных профилей нормированной интенсивности излучения I , зарегистрированных в кластеризованном потоке аргона на длинах волн 420.1 нм (фиолетовый), 427.7 нм (розовый), 461.0 нм (синий), 488.0 нм (голубой), 549.6 нм (зеленый), 591.2 нм (желтый), 603.2 нм (оранжевый), 750.3 нм (красный) и 811.5 нм (серый) на расстоянии $X_{nl} = 94$ мм при условном смещении возбуждающего электронного пучка на $X_{bl} = 0$ мм (а) и 20 мм (б) вверх по потоку.

Начальные параметры: $d_* = 0.17$ мм, $P_0 = 0.6$ МПа, $P_\infty = 4.7$ Па, $T_0 = 320$ К

Сравнение поперечных профилей интенсивности излучения, зарегистрированных непосредственно на электронном пучке, продемонстрировало хорошее совпадение на всех линиях излучения (рис. 7, а). Мы нанесли эти данные теми цветами, которые приблизительно соответствуют цветам излучения на указанных длинах волн. Полученные профили визуализируют лишь свечение, характерное для «традиционного» потока (второй «бочки»), в то время как излучение «кластерного следа» не наблюдается совсем. На рис. 7, б мы видим, что при смещении электронного пучка от исследуемого сечения на 20 мм вверх по потоку, излучение «кластерного следа» проявляется отчетливо.

На рис. 8, а представлена визуализация течения, результаты регистрации поперечных профилей интенсивности излучения в двух сечениях которого приведены на рис. 7. Голубыми штриховыми линиями (рис. 8, а) указаны области расположения электронного пучка в проведенных спектральных измерениях, на расстояниях $X_{nb} = 94$ и 74 мм. Красной стрелкой продемонстрирована линия, вдоль которой регистрировались профили интенсивности излучения на длине волны $\lambda = 549.6$ нм в поперечном сечении струи на расстоянии $X_{nl} = 94$ мм,

т.е. на электронном пучке (зависимость б.1, $X_{bl} = 0$) и на 20 мм от него (зависимость б.2, $X_{bl} = 20$ мм). В ходе фотометрических измерений был получен аналогичный поперечный профиль интенсивности излучения, представленный на рис. 8, б (б.3) на том же расстоянии от сопла, $X_{nb} = 94$ мм (красная стрелка). Очевидно, что фотометрические измерения имеют значительно большую погрешность, а условия возбуждения (черная пунктирная линия $X_{nb} = 30$ мм, $X_{bl} = 64$ мм, $X_{nl} = 94$ мм) не соответствуют условиям возбуждения в спектральных экспериментах. Тем не менее, зарегистрированные спектральными методами границы аномального потока (кривая б.2 на рис. 8, б) удовлетворительно совпадают с аналогичными фотометрическими измерениями (кривая б.3).

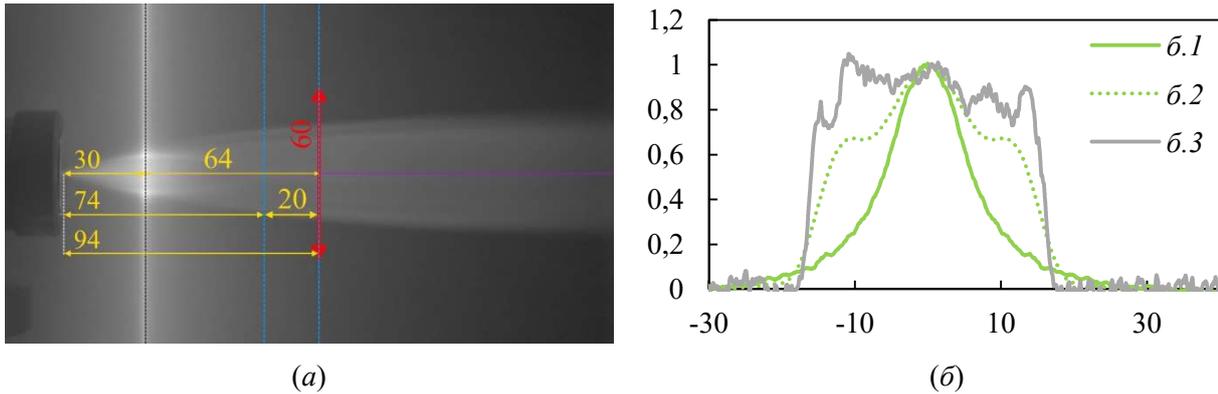


Рис. 8, а. Визуализация истечения аргона ($d^* = 0.17$ мм, $P_0 = 0.6$ МПа, $P_\infty = 4.7$ Па, $T_0 = 320$ К) с отображением расположения электронного пучка в экспериментах (голубые пунктирные линии – спектральные измерения, черная пунктирная линия – фотометрические измерения) и исследуемого поперечного сечения потока (красная линия).

Рис. 8, б. Сопоставление профилей интенсивности излучения, зарегистрированных в спектральных (б.1 – 549.6 нм, $X_{bl} = 0$ мм; б.2 – 549.6 нм, $X_{bl} = 20$ мм) и фотометрических (б.3 – $X_{nb} = 30$ мм, $X_{bl} = 64$ мм) измерениях в поперечном сечении потока при $X_{nl} = 94$ мм (красная линия, рис. 8, а)

Примечательно, что на некоторых длинах волн свечение «кластерного следа» проявляется, а на некоторых – нет. При этом мы не нашли объяснения этому факту при рассмотрении излучения возбужденного нейтрального аргона ArI (длины волн 420.1, 549.6, 591.2, 603.2, 750.3, 811.5 нм) и ионизованного аргона ArII (длины волн 461.0, 488.0 нм). Полученные результаты свидетельствуют о том, что излучение «кластерного следа» отсутствует непосредственно в точке возбуждения, т.е. при процессах с малыми временами жизни частиц в возбужденных состояниях (< 2 мкс), тогда как на удалении (> 40 мкс) на отдельных длинах волн наблюдаются характерные изменения в излучении газового объекта, соответствующие присутствию «кластерного следа».

Второй важный момент – разные возбужденные состояния атома аргона дают разный вклад в амплитуду излучения, т.е. свидетельствуют о селективности происходящего процесса возбуждения – излучения. Наиболее интенсивное свечение частиц «кластерного следа» зарегистрировано нами на длинах волн 549.6 нм и 591.2 нм. Согласно [34], эти длины волн соответствуют переходам серии $3s^23p^54p - 3s^23p^5nd$.

Следует обратить особое внимание на совпадение длины волны с наиболее интенсивным свечением «кластерного следа» ($\lambda = 549.6$ нм) с наблюдением нелинейного, аномально интенсивного свечения, обнаруженного и исследованного нами в [35] при активации электронным пучком сверхзвуковых кластеризованных потоков смесей 95 % Ar + 5 % CH₄ и 95 % Ar + 5 % SiH₄. Нелинейный эффект наблюдался на нескольких линиях излучения ArI в диапазоне 540 ÷ 590 нм (зеленая часть спектра). При этом на линии с длиной волны $\lambda = 549.6$ нм (549.5873 нм) $3s^23p^54p$ [34] этот эффект оказался одним из наиболее интенсивных. В [35]

нами было постулировано, что причиной аномалии является высокоэффективный молекулярно-кластерный механизм селективного возбуждения отдельных уровней атомов аргона, отсутствующий в неконденсирующихся струях и ослабевающий на стадии образования крупных кластеров.

С целью проверки зависимости излучения в «кластерном следе» от времени с момента возбуждения электронным пучком, на рис. 9 представлены сравнения профилей, зарегистрированных в одном и том же сечении потока ($X_{nl} = 94$ мм) для четырёх линий излучения аргона при различных положениях электронного пучка в потоке X_{b1} . Результаты измерений показывают, что свечение «кластерного следа» при удалении от области возбуждения, ослабевает медленнее основного мономерного потока, что говорит об иных процессах релаксации и передачи энергии в кластерном потоке. На некоторых длинах волн мы наблюдали относительный рост интенсивности излучения, что свидетельствует о наличии в области «кластерного следа» долгоживущих (длительных) процессов. Этот вывод также подтверждается измерениями времен жизни частиц в возбужденном состоянии.

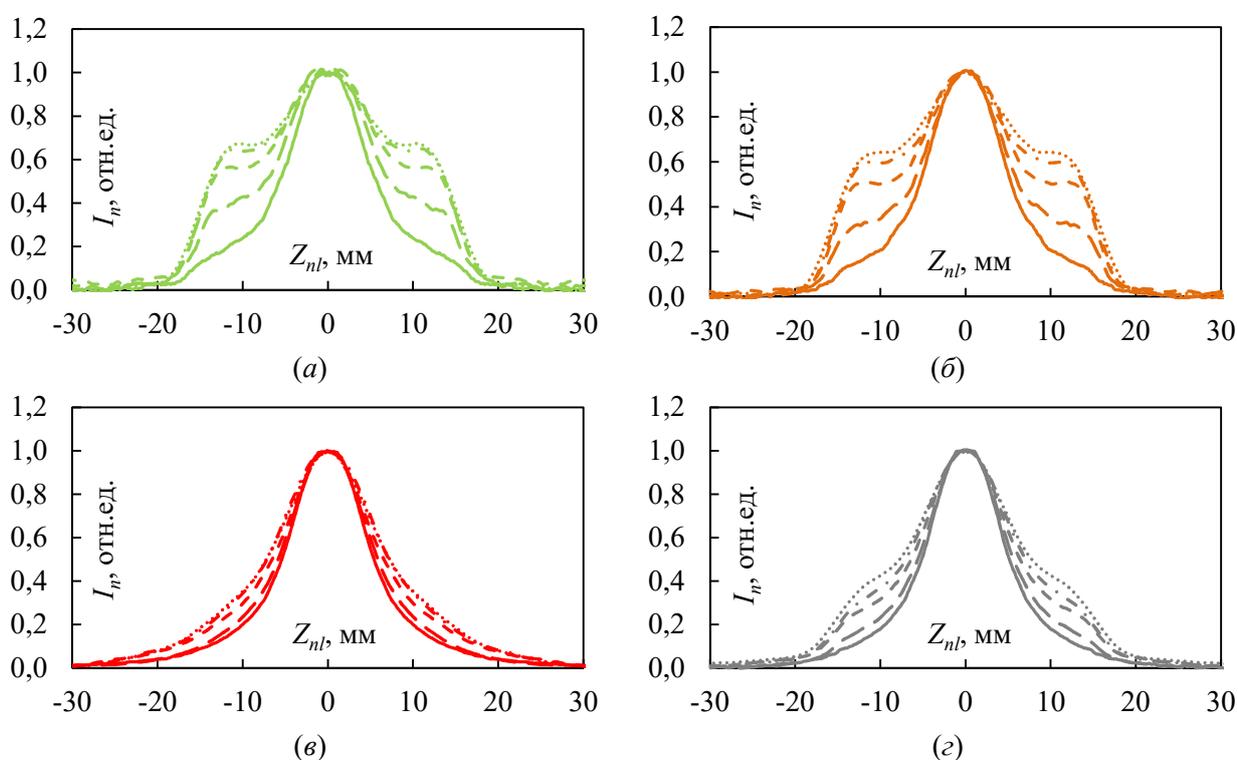


Рис. 9. Сравнение поперечных профилей нормированной интенсивности излучения I , зарегистрированных в кластеризованном потоке аргона на длинах волн 549.6 нм (а), 603.2 нм (б), 750.3 нм (в) и 811.5 нм (г) на расстоянии $X_{nl} = 94$ мм от среза сопла при смещении электронного пучка вверх по потоку на $X_{b1} = 0$ мм (сплошная линия), 5 мм (прерывистая линия), 10 мм (штриховая линия), 15 мм (штрихпунктирная линия) и 20 мм (пунктирная линия).

Начальные параметры: $d^* = 0.17$ мм, $P_0 = 0.6$ МПа, $P_\infty = 4.7$ Па, $T_0 = 320$ К

Уменьшение интенсивности излучения со временем может быть представлено в виде экспоненциальной зависимости

$$I_t = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (3)$$

где I_t – интенсивность свечения в момент времени t ; I_0 – интенсивность свечения в момент возбуждения флуоресценции; τ – длительность люминесценции (среднее время жизни возбужденного состояния). Тогда при $t = \tau$

$$I_t = \frac{I_0}{e} \approx 0.37I_0 \quad (4)$$

Для определения времени жизни частиц в возбужденном состоянии на расстоянии X_{bl} от электронного пучка необходимо знать скорость этих частиц в потоке. В сверхзвуковой струе за выходным срезом сверхзвукового сопла скорость потока быстро достигает предельного значения v_{max} для данных температуры торможения T_0 и вида газа. Отличие реальной величины скорости частиц от предельной скорости, определяемой выражением

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\gamma R_g T_0}{\gamma - 1}}, \quad (5)$$

где $R_g = R/M$ – газовая постоянная, $R = 8.31$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная, $M = 0.04$ кг/моль – молярная масса аргона; γ – отношение теплоемкостей, пренебрежимо мало на расстояниях более $10d_*$ от сопла. Предполагается, что проскальзыванием кластеров относительно мономерных частиц, а также потерями скорости больших кластеров при прохождении через боковой висячий скачок в исследуемых потоках можно пренебречь. В предположении известной скорости частиц потока (5) представляется возможным в варианте измерений “в” преобразовывать измеряемое расстояние X_{bl} во время между возбуждением частиц и испусканием фотона t . Полученные результаты приведены на рис. 10.

Следует также отметить, что помимо естественного затухания излучения может иметь место ослабление (гашение) флуоресценции [36], вызванное столкновением в камере расширения возбужденных атомов с окружающими их невозбужденными частицами. Эффективность этого процесса зависит от частоты столкновений возбужденного атома с невозбужденными и от вероятности этого процесса при столкновениях. При низких температурах, характерных для сверхзвуковых струй, частота столкновений возбужденных атомов с другими частицами уменьшается. Тем не менее, следует учитывать, что ослабление (гашение) флуоресценции, вызванное столкновительными процессами, вызывает уменьшение среднего времени жизни возбужденного состояния.

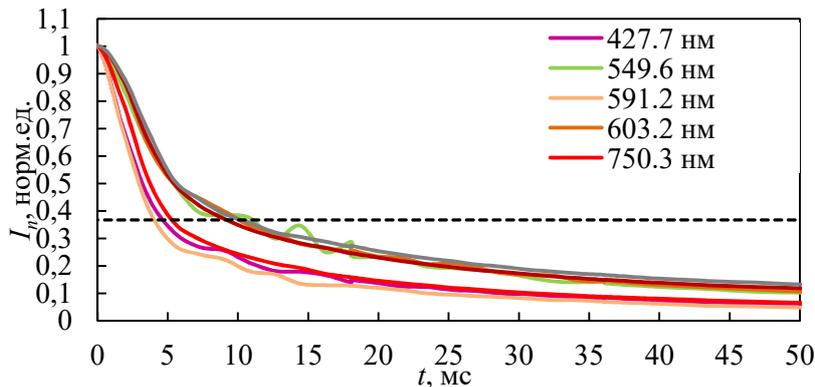


Рис. 10. Изменение интенсивности излучения частиц в струе аргона вниз по потоку при расположении электронного пучка на расстоянии $X_{nb} = 32$ мм в зависимости от времени, прошедшем после инициации излучения, рассчитанном на основе измеренного расстояния X_{bl} и скорости v_{max} (5).

Начальные параметры: $d_* = 0.256$ мм, $P_0 = 600$ кПа, $P_\infty = 4$ Па, $\langle S \rangle = 7000$

При удалении от области возбуждения на расстояние X_{bl} (рис. 10) на выбранных переходах аргоны обнаружили, что длины волн, на которых присутствие «кластерного следа» наиболее заметно, в кластеризованном потоке имеют значительно большие времена жизни в возбужденном состоянии, оцененные по (4). Полученные данные не коррелируют с табулированными значениями, измеренными для атомарных частиц (табл. 1) [34].

Таблица 1

Табулированные значения времён жизни частиц в возбужденных состояниях

| λ , нм | Частица | T , нс [34] |
|----------------|------------------|---------------|
| 420.1 | Ar _I | 1034.1 |
| 427.7 | Ar _{II} | 12.5 |
| 461.0 | Ar _{II} | 12.7 |
| 488.0 | Ar _{II} | 12.2 |
| 549.6 | Ar _I | 591.7 |
| 591.2 | Ar _I | 952.3 |
| 603.2 | Ar _I | 406.5 |
| 750.3 | Ar _I | 22.5 |
| 763.5 | Ar _I | 40.8 |
| 811.5 | Ar _I | 30.2 |

По аналогии с [35] мы рассмотрели возможные варианты механизмов, способствующих появлению данного эффекта. В отличие от цитируемой работы, выполненной в импульсном режиме с целью расширения диапазона расходов, ограниченного пределами откачной способности вакуумной системы установки, в настоящей работе, благодаря существенному увеличению производительности откачной системы, у нас была возможность рассмотреть излучение в стационарном режиме истечения не только на электронном пучке, но и на удалении от него. Как и отмечалось в [35], излучение в зеленой области спектра наблюдалось в области далеко за пределами электронного пучка. В настоящем исследовании этому факту найдено подтверждение. Несмотря на первичный большой размер кластеров, проходя через висячий скачок и зону смещения в «традиционной» струе, кластеры, претерпевая столкновения в плотных областях, очевидно, теряют размеры. Можно предположить, что кластеры, не потерявшие возбуждение на этом пути, сталкиваясь с фоновыми частицами, передают им энергию возбуждения



Скорость возбуждения фоновой частицы в этом случае пропорциональна концентрациям фонового газа и кластеров, а также вероятности энергообмена. Поскольку интенсивность свечения «кластерного следа» слабо зависит от положения электронного пучка [27–28], среднее время жизни возбужденного состояния кластера должно быть достаточным для преодоления кластером расстояния до области свечения (более 2×10^{-4} с).

В [28] установлено, что частицы «кластерного следа» аналогично мономерам потока препятствуют прониканию фонового газа к оси струи. Отсюда следует, что взаимодействие кластеров с фоновыми частицами является активным. Поэтому мы предполагаем, что наиболее вероятной причиной свечения аномального вторичного потока в сверхзвуковых кластеризованных струях, возбужденных высоковольтным электронным пучком, является механизм взаимодействия частиц «кластерного следа», находящихся длительно в возбужденном состоянии вследствие внутри кластерного энергообмена, со статичными мономерными частицами фонового пространства.

В [35] мы пришли к выводу, что «процесс аномальной флуоресценции имеет место только при определенном размере кластеров, причем предпочтение в составе следует отдать молекулам примеси». При этом мы не обратили внимания на процесс (6), поскольку аномальное излучение не было обнаружено в потоках чистого аргона. Попробуем устранить кажущееся противоречие в выводах [35] и настоящей работы. В [35] все процессы регистрировались

исключительно на оси электронного пучка, причем интенсивность аномального свечения нарастала с ростом давления торможения до определенного предела, после достижения которого при последующем росте P_0 быстро спадала. Было сделано очевидное предположение, что процесс ограничен наличием кластеров в определенном диапазоне размеров, а также о роли легко конденсирующейся молекулярной примеси. Подобного процесса в кластерах чистого аргона в этих условиях не было зафиксировано, поскольку в смесях основное значение в процессе кластерообразования имели смешанные кластеры. Кроме того, в [35] не было устранено противоречие между большими скоростями реакций при фиксации исследуемых процессов в области электронного пучка и тем фактом, что свечение наблюдалось и на значительном удалении от этой области. В качестве объяснения было высказано предположение, что в области электронного пучка наблюдается только незначительная часть процесса.

В настоящем исследовании мы также не имеем возможности отделить и зафиксировать вклад в свечение от возбужденных кластерных частиц в основной, «традиционной» струе ни в зоне электронного луча, ни вниз по потоку от него, поскольку не можем исключить некоторую расфокусировку электронного пучка и отделить вклад в излучение вниз по потоку от возбуждающего электронного луча быстрых процессов возбуждения – излучения в струе, состоящей преимущественно из мономеров, от большого времени нахождения кластеров, составляющих малую долю частиц потока, в возбужденном состоянии. Иная ситуация возникает при регистрации излучения в «кластерном следе». В этом случае наблюдается свечение на расстояниях вниз от электронного пучка, на которых влиянием рассеянных электронов можно пренебречь с высокой степенью достоверности. Можно утверждать, что размер кластеров, в наблюдаемом процессе также имеет существенное значение, поскольку мы не наблюдаем свечения «кластерного следа» в потоках с низким средним размером кластеров (звуковые сопла в ограниченном сверху диапазоне давлений торможения), а также в газе с менее эффективным кластерообразованием (молекулярный азот).

4. Заключение

Обнаружен интересный эффект, относящийся к механизмам взаимодействия кластеров, образующихся в сверхзвуковой струе, с окружающим их фоновым газом. Определены процессы, инициирующие излучение «кластерного следа», обосновано предположение об участии в процессе крупных кластеров и показано, что этот процесс селективен и возникает только в определенных условиях. Однако для подтверждения того или иного механизма, определяющего зафиксированный процесс излучения «кластерного следа», необходимо развитие теоретических моделей.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при использовании оборудования Центра коллективного пользования «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке РФФИ (№ 22-11-00080).

Литература

1. Ashkenas H.Z., Sherman F.S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels Rarefied Gas Dynamics (Proceedings of the 4th RGD Symposium, Academic Press, New York). 1966. Vol.2, 84.
2. Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. Изд-во «Наука», Сибирское отделение. Новосибирск, 1984. 235 с.
3. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом. ПМТФ. 1975. № 2. С. 42–52.

4. 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/>
5. Carlson D.J., Lewis C.H. Normal shock location in underexpanded gas and gas-particle jets. *AIAA Journal*. 1964. Vol. 2(4). Pp.776–777. DOI:10.2514/3.2409
6. Chen G., Boldarev A. S., Geng X., Li X., Cao Y., Wang L., Kim D. E. The radial dimension of a supersonic jet expansion from conical nozzle. *AIP Advances*. 2016. Vol. 6. 115015. DOI:10.1063/1.4967782
7. Norman M.L., Smarr L., Winkler K.H.A., Smith M.D. Structure and Dynamics of Supersonic Jets. *Astronomy and Astrophysics*. 1982. Vol. 113. Pp. 285–302.
8. 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
9. Belan M., De Ponte S., Tordella D., Highly underexpanded jets in the presence of a density jump between an ambient gas and a jet. *Physical Review E*, 2010. Vol. 82, 026303.1-10. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.82.026303>
10. 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. DOI:10.1016/J.PAEROSCI.2015.06.006
11. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 824 с.
12. Hagen O.F. Nucleation and Growth of Clusters in Expanding Nozzle Flows. *Surf. Sci*. 1981.Vol. 106, pp. 101–116.
13. Hagen O.F., Obert W. Cluster Formation in Expanding Supersonic Jets: Effect of Pressure, Temperature, Nozzle Size, and Test Gas. *The Journal of Chemical Physics*. 1972. Vol. 56 (5). Pp.1793–1802. DOI:10.1063/1.1677455
14. Obert W. Properties of cluster beams formed with supersonic nozzles. *Rarefied Gas Dynamics (Paris: Commissariat a L'Energie Atomique)*. 1979. Vol. 2, pp. 1181–90.
15. Schütte S., Buck U. Strong fragmentation of large rare gas clusters by high energy electron impact. *Int. J. Mass Spectrometry*. 2002. Vol. 220 (2), pp. 183–192. [https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(02\)00670-X](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(02)00670-X)
16. Van der Burgt P.J. M., McConkey J.W. J. Detection of neutral metastable fragments from electron-impact on argon clusters. *Chem. Phys*. 1995. Vol. 102. Pp. 8414–23. <https://doi.org/10.1063/1.468832>
17. Bobbert C., Schütte S., Steinbach C., Buck U. Fragmentation and reliable size distributions of large ammonia and water clusters *Eur. Phys. J.D*. 2002. Vol.19. Pp. 183–192. DOI:10.1140/EPJD/E20020070
18. Смирнов Б. А. Генерация кластерных пучков. *УФН*, 2003, Т. 173, № 6. С. 609–648. DOI: 10.3367/UFNr.0173.200306b.0609
19. Kappes M., Leutwyler S. "Molecular beams of clusters", in *Atomic and Molecular Beam Methods Vol. 1 (Ed. G Scoles) (New York:Oxford Univ. Press, 1988) p. 380.*
20. Haberland H (Ed.) *Clusters of Atoms and Molecules: Theory, Experiment, and Clusters of Atoms. Springer Series in Chemical Physics, Vol. 52. Heidelberg: Springer-Verlag, 1994.* <https://doi.org/10.1007/978-3-642-84329-7>
21. Kondow T, Kaya K, Terasaki A (Eds.) *Structure and Dynamics of Clusters. Frontiers Science Ser., Vol. 16. Tokyo: Univ. Acad. Press, 1996.*
22. Макаров Г.Н. Кластерная температура. Методы её измерения и стабилизации. *Успехи физических наук*. 2008. Т. 178. № 4. С. 337–376. DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804a.0337
23. Harnes J., Winkler M., Lindblad A., Sæthre L.J., Børve K. Size of free neutral CO₂ clusters from carbon 1s ionization energies *J. Chem. Phys*. 2011. Vol.115 (38), pp. 10408–15. DOI: 10.1021/jp206329m
24. Skovorodko P. A. About the Nature of the Recirculation Zone behind a Mach Disk in an Underexpanded Jet. *AIP Conference Proceedings*. 2011. Vol. 1333, Pp. 601–606. <https://doi.org/10.1063/1.3562713>

25. 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.
26. Зарвин А. Е., Яскин А. С., Каляда В. В. Влияние конденсации на размеры сильно недорасширенных струй при истечении в разреженное затопленное пространство. ПМТФ. 2018. Т. 59. № 1. С. 99–106. DOI: 10.15372/PMTF20180111
27. Дубровин К. А., Зарвин А. Е., Каляда В. В., Художитков В. Э., Яскин А. С. Исследование структуры потока на малогабаритном газодинамическом комплексе: Идентификация вторичного потока при истечении кластированной сверхзвуковой струи в разреженное пространство. ПМТФ. 2018. Т. 59. № 5. С. 48–58. 10.15372/PMTF20180506
28. Дубровин К. А., Зарвин А. Е., Каляда В. В., Яскин А. С. Причины свечения аномального вторичного потока в сверхзвуковых кластированных струях, возбужденных высоковольтным электронным пучком. Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. Вып. 7. С. 32–35. DOI: 10.21883/PJTF.2020.07.49217.18011
29. Дубровин К. А., Зарвин А. Е., Яскин А. С., Каляда В. В. Влияние конденсации на размеры сверхзвуковых потоков. Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. Вып. 12. С. 36–39. DOI: 10.21883/PJTF.2022.12.52677.19215
30. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Rebrov A. K., Konstantinov S. E., Borynyak K. I., Yaskin A. S., Kalyada V. V. Radiation of argon clustered flow particles outside the exciting electron beam. J. Phys.: Conf. Ser. 2021. Vol. 2119. 012118. DOI:10.1088/1742-6596/2119/1/012118
31. Zarvin A. E., Kalyada V. V., Madirbaev V. Zh., Korobeishchikov N., Khodakov M., Yaskin A. S., Khudozhitkov V. E., Gimelshein S. Condensable Supersonic Jet Facility for Analyses of Transient Low-Temperature Gas Kinetics and Plasma Chemistry of Hydrocarbons. IEEE Trans. Pl. Sci. 2017. Vol. 45. Pp. 819–27. DOI:10.1109/TPS.2017.2682901
32. Gochberg 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
33. Mohamed A. K., Bonnet J., Larigaldie S., Pot T., Soutadé J., Diop B. Electron Beam Fluorescence in Hypersonic Facilities, Aerospace Lab. 2009 Vol. 1, AL01-08. A11-08.pdf (onera.fr)
34. Kazakov V. V., Kazakov V. G., Kovalev V. S., Meshkov O. I., Yatsenko A. S. Electronic structure of atoms: atomic spectroscopy information system. Physica Scripta. 2017. 92:105002. DOI: 10.1088/1402-4896/aa822e
35. Зарвин А. Е., Мадирбаев В. Ж., Дубровин К. А., Яскин А. С. Анализ причин инверсной заселенности уровней атомарного аргона в конденсирующихся сверхзвуковых потоках смесей//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2022. Т. 23, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-3/articles/994/>. DOI: <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.3.994>
36. Smith J. A. and Driscoll J. F. The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows // J. Fluid Mech. 1975. V. 72. Part 4. Pp. 695–719.

References

1. Ashkenas H.Z., Sherman F.S., The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels Rarefied Gas Dynamics, *Proceedings of the 4th RGD Symposium*, Academic Press, New York, 1966, vol. 2, p. 84.
2. Dulov V. G., Lukjanov G. A., *Gas Dynamics of Flow Processes*, Nauka Publishing House, Siberian Branch, Novosibirsk, 1984, 235 p. [in Russian]
3. 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(2), pp. 187–195, <https://doi.org/10.1007/BF00858912>

4. Gerasimov Yu. 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, no. 2. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/315/>
5. Carlson D. J., Lewis C. H., Normal shock location in underexpanded gas and gas-particle jets, *AIAA Journal*, 1964, vol. 2(4), pp. 776–777. DOI:10.2514/3.2409
6. Chen G., Boldarev A. S., Geng X., Li X., Cao Y., Wang L., Ki D. E., The radial dimension of a supersonic jet expansion from conical nozzle, *AIP Advances*, 2016, vol. 6, 115015. DOI:10.1063/1.4967782
7. Norman M. L., Smarr L., Winkler K. H. A., Smith M. D., Structure and Dynamics of Supersonic Jets, *Astronomy and Astrophysics*, 1982, vol. 113, pp. 285–302.
8. 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
9. Belan M., De Ponte S., Tordella D., Highly underexpanded jets in the presence of a density jump between an ambient gas and a jet, *Physical Review E*, 2010, vol. 82, 026303.1-10. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.82.026303>
10. 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. DOI:10.1016/J.PAEROSCI.2015.06.006
11. Abramovich G. N., *Applied Gas Dynamics*, M.: Nauka, 1976, 824 p. [in Russian]
12. Hagen O. F., Nucleation and Growth of Clusters in Expanding Nozzle Flows, *Surf. Sci.*, 1981, vol. 106, pp. 101–116.
13. Hagen O. F., Obert W., Cluster Formation in Expanding Supersonic Jets: Effect of Pressure, Temperature, Nozzle Size, and Test Gas, *The Journal of Chemical Physics*, 1972, vol. 56 (5), pp. 1793–1802. DOI:10.1063/1.1677455
14. Obert W., Properties of cluster beams formed with supersonic nozzles, *Rarefied Gas Dynamics*, 1979, vol. 2, pp. 1181–90.
15. Schütte S., Buck U. Strong fragmentation of large rare gas clusters by high energy electron impact, *Int. J. Mass Spectrometry*, 2002, vol. 220 (2), pp. 183–192. [https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(02\)00670-X](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(02)00670-X)
16. Van der Burgt P. J. M., McConkey J. W. J., Detection of neutral metastable fragments from electron-impact on argon clusters, *Chem. Phys.*, 1995, vol. 102, pp. 8414–23. <https://doi.org/10.1063/1.468832>
17. Bobbert C., Schütte S., Steinbach C., Buck U., Fragmentation and reliable size distributions of large ammonia and water clusters, *Eur. Phys. J.D.*, 2002, vol. 19, pp. 183–192. DOI:10.1140/EPJD/E20020070
18. Smirnov B. A., Generation of cluster beams, *UFN*, 2003, vol. 173, no 6, pp. 609–648. [in Russian]. DOI: 10.3367/UFNr.0173.200306b.0609
19. Kappes M., Leutwyler S., Molecular beams of clusters, *Atomic and Molecular Beam Methods*, vol. 1, (Ed. G Scoles) New York:Oxford Univ. Press, 1988, p. 380.
20. Haberland H. (Ed.), *Clusters of Atoms and Molecules: Theory, Experiment, and Clusters of Atoms*, Springer Series in Chemical Physics, vol. 52. Heidelberg: Springer-Verlag, 1994. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-84329-7>
21. Kondow T., Kaya K., Terasaki A. (Eds.), *Structure and Dynamics of Clusters*, Frontiers Science Ser., Vol. 16. Tokyo: Univ. Acad. Press, 1996.
22. Makarov G. N., Cluster Temperature. Methods of its measurement and stabilization, *Advances in Physical Sciences*, 2008, vol. 178, no. 4, pp. 337–376. [in Russian]. DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804a.0337
23. Harnes J., Winkler M., Lindblad A., Sæthre L.J., Børve K., Size of free neutral CO₂ clusters from carbon 1s ionization energies, *J. Chem. Phys.*, 2011, vol. 115 (38), pp. 10408–15. DOI: 10.1021/jp206329m
24. Skovorodko P. A., About the Nature of the Recirculation Zone behind a Mach Disk in an Underexpanded Jet, *AIP Conference Proceedings*, 2011, vol. 1333, pp. 601–606. <https://doi.org/10.1063/1.3562713>
25. Zarvin A. E., Yaskin A. S., Kalyada V. V., and Ezdin B. S., On the structure of a supersonic jet under conditions of developed condensation, *Letters in ZhTF*, 2015, vol. 41, no. 22, pp. 74–81. [in Russian]

26. Zarvin A. E., Yaskin A. S., Kalyada V. V., Effect of condensation on the size of strongly under-expanded jets when flowing into rarefied flooded space, *PMTF*, 2018, vol. 59, no. 1, pp. 99–106. [in Russian]. DOI: 10.15372/PMTF20180111
27. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Khudozhnikov V. E., Yaskin A. S., Study of the flow structure on a small-sized gas-dynamic complex: Identification of the secondary flow during the flow of a clustered supersonic jet in a rarefied space, *PMTF*, 2018, vol. 59, no. 5, pp. 48–58. [in Russian]. DOI: 10.15372/PMTF20180506
28. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Kalyada V. V., Yaskin A. C., The Causes of Anomalous Secondary Flux Glow in Supersonic Clustered Jets Excited by a High-Voltage Electron Beam, *Letters in ZhTF*, 2020, vol. 46, no. 7, pp. 32–35. [in Russian] DOI: 10.21883/PJTF.2020.07.49217.18011
29. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Yaskin A. S., Kalyada V. V., Effect of condensation on the size of supersonic flows. *Letters in ZhTF*, 2022, vol. 48, no. 12, pp. 36–39. [in Russian]. DOI: 10.21883/PJTF.2022.12.52677.19215
30. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Rebrov A. K., Konstantinov S. E., Borynyak K. I., Yaskin A. S., Kalyada V. V., Radiation of argon clustered flow particles outside the exciting electron beam, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2021, vol. 2119, 012118. DOI:10.1088/1742-6596/2119/1/012118
31. Zarvin A. E., Kalyada V. V., Madirbaev V. Zh., Korobeishchikov N., Khodakov M., Yaskin A. S., Khudozhnikov V. E., Gimelshein S., Condensable Supersonic Jet Facility for Analyses of Transient Low-Temperature Gas Kinetics and Plasma Chemistry of Hydrocarbons, *IEEE Trans. Pl. Sci.*, 2017, vol. 45, pp. 819–27. DOI:10.1109/TPS.2017.2682901
32. Gochberg 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
33. Mohamed A. K., Bonnet J., Larigaldie S., Pot T., Soutadé J., Diop B., Electron Beam Fluorescence in Hypersonic Facilities, *Aerospace Lab.*, 2009, vol. 1, AL01-08. A11-08.pdf (onera.fr)
34. Kazakov V. V., Kazakov V. G., Kovalev V. S., Meshkov O. I., Yatsenko A. S., Electronic structure of atoms: atomic spectroscopy information system, *Physica Scripta*, 2017, 92:105002. DOI: 10.1088/1402-4896/aa822e
35. Zarvin A. E., Madirbaev V. Zh., Dubrovin K. A., Yaskin A. S. Analysis of the Causes of the Inverse Population of Atomic Argon Levels in Condensing Supersonic Flows of Mixtures, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, no. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-3/articles/994/>. [in Russian]. DOI: <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.3.994>
36. Smith J. A. and Driscoll J. F. The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, 1975, vol. 72, part 4, pp. 695–719.

Статья поступила в редакцию 19 октября 2022 г.