

## Подавление нуклеации в турбулентном потоке газа

С. А. Новопашин<sup>ID+\*1)</sup>, В. В. Каляда<sup>ID+</sup>

<sup>+</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Институт теплофизики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 января 2024 г.

После переработки 16 февраля 2024 г.

Принята к публикации 28 февраля 2024 г.

В работе представлены результаты экспериментального исследования начальной стадии конденсации аргона при истечении в вакуум. Проведены масс-спектрометрические измерения спектра кластеров при истечении из длинной трубы при ламинарном и турбулентном режиме течения в трубе. Экспериментально обнаружено, что турбулентный режим течения в трубе подавляет процесс зародышеобразования конденсированной фазы.

DOI: 10.31857/S1234567824070048, EDN: WOVZOP

При сверхзвуковом расширении газа в вакуум происходит его охлаждение, и достигаются условия пересыщения, что может приводить к протеканию процессов нуклеации с последующим переходом к развитой конденсации [1]. Изучение и поиск практических приложений этого явления продолжается до настоящего времени [2]. Обычно физические процессы в сверхзвуковых струях исследуются при стационарном истечении газов из относительно коротких сопел. При этом роль пограничных слоев сказывается только на периферии струи. В настоящей работе в качестве сопла использована длинная круглая труба (течение Хагена-Пуазейля). В этом случае пограничные слои смыкаются, формируя параболический профиль в ламинарном режиме. Идея настоящих экспериментов состоит в выяснении влияния турбулентного течения в трубе на процесс нуклеации. Возможность такого влияния связана с тем, что собственно и процесс нуклеации носит флуктуационный характер [3].

Течение Хагена-Пуазейля устойчиво по отношению к бесконечно малым возмущениям [4]. Переход к турбулентному режиму происходит в результате внешних возмущений конечной величины, либо недостаточно гладкого входа трубы. Для этого течения существует определенное значение числа Рейнольдса ( $Re = 2040$ ) [5], которое разделяет области качественно различного характера развития возмущений. При этом, если внешние возмущения слабы, то каждая труба характеризуется определенным экспериментальным критическим числом Рейнольд-

са [5]. Это значение определяется величиной шероховатости на входе в трубу и может превышать  $10^5$  [4].

В настоящей работе в качестве сопла использован капилляр – стеклянная труба диаметром  $d = 0.8$  мм и длиной 160 мм. Торцы трубы были обработаны так, что шероховатость существенно различалась. Эксперименты показали, что при течении газа в одном направлении, с более грубым входом, критическое число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода составило около  $Re^* = 2100$ , а при другом направлении  $Re^* = 3200$ . Эксперименты проведены на установке “ЛЭМПУС-2” [6] Новосибирского госуниверситета. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Установка оснащена турбомолекулярной и криогенной откачкой, электронно-пучковой диагностикой, масс-спектрометром, датчиками давления и расхода.

В экспериментах исследовалось истечение аргона из трубы (2, рис. 2). Диапазон давлений на входе в трубу 10–160 кПа. Температура газа и трубы – комнатная (297–298 К). Истечение происходило в вакуумную камеру при давлении 0.1–1 Па. Анализ процессов нуклеации осуществляется с помощью масс-спектрометра. Параметры встроенного электронного пучка: энергия электронов 70 эВ, ток – 150 мкА. Сопоставление характера нуклеации при ламинарном и турбулентном режиме течения осуществлялось при изменении направления движения газа в трубе. Для этого вход и выход трубы менялись местами.

На рисунке 2 приведена фазовая диаграмма для аргона. Непрерывная линия соответствует фазовому равновесию конденсированной и газообразной фаз аргона [7]. Течение газа в трубе не является адиа-

<sup>1)</sup>e-mail: sergeynovopashin@gmail.com

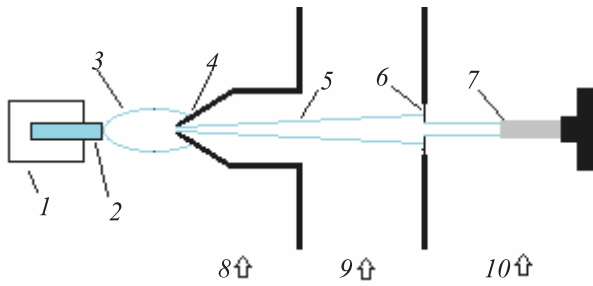


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки: 1 – 4-х-координатное прецизионное устройство перемещения; 2 – капилляр; 3 – истекающая струя газа; 4 – скиммер; 5 – невозмущенный поток атомов или молекул; 6 – коллимирующая диафрагма; 7 – вход масс-спектрометра Hidex EPIC 1000; 8 – камера расширения; 9 – послескиммерная камера; 10 – камера масс-спектрометра

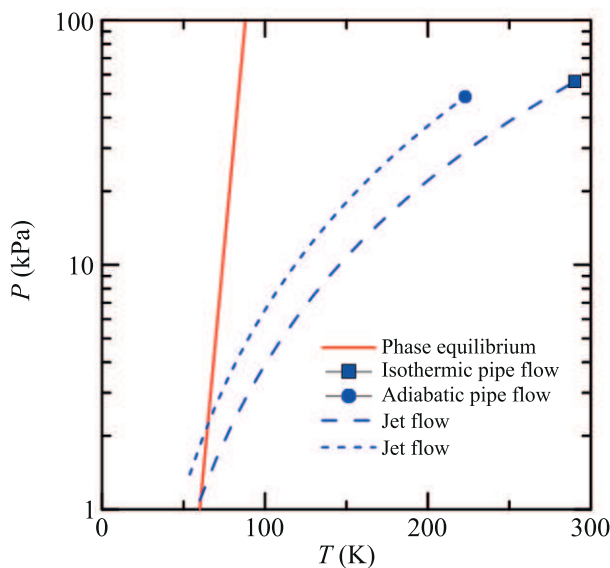


Рис. 2. (Цветной онлайн) Диаграмма фазового состояния аргона

батическим за счет теплообмена с трубкой. Поэтому реальные параметры на выходе из трубы находятся где-то между изотермическим и адиабатическим режимом. Для характерного давления на входе в трубу 100 кПа на рис. 2 показаны параметры газа на выходе из трубы для изотермического ( $T = 298$  К,  $P = 56$  кПа, символ – квадратик) и адиабатического ( $T = 223$  К,  $P = 49$  кПа, символ – кружок) течения в трубе. Из рисунка 2 видно, что в условиях настоящих экспериментов кривая равновесия не достигается в трубе, а собственно процесс нуклеации начинается по мере охлаждения уже в свободной струе. Для оценки области пересечения параметров расширяющегося потока с кривой фазового равновесия пред-

ставлены две кривые, показанные штриховыми линиями. Короткие штрихи соответствуют адиабатическому течению в трубе, а длинные штрихи – изотермическому течению в трубе. Из рисунка 2 видно, что пересечение происходит при температуре около 60 К и диапазоне давлений 1–2 Па. Расстояние, на котором достигается этот уровень давления, составляет несколько калибров ( $x/d = 3 \div 6$ ). Оценка сделана по адиабате расширения с учетом того, что плотность газа падает обратно пропорционально квадрату расстояния от выхода трубы.

На рисунке 3 приведены зависимости расхода газа от давления на входе трубы при различном на-

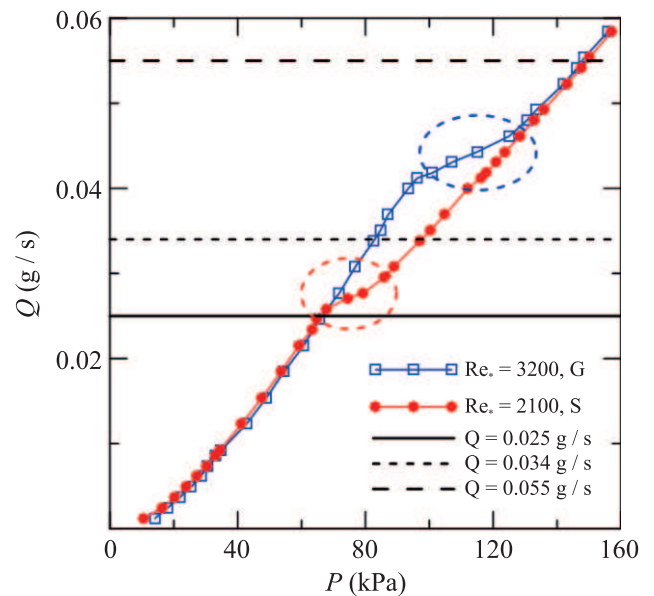


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость расхода газа от давления

правлении движения газа в трубе. На начальном участке течения (до давления примерно 70 КПа) оба течения ламинарные и кривые практически совпадают. При дальнейшем повышении давления для одного из направлений трубы происходит переход к турбулентному режиму течения (критическое число Рейнольдса составляет 2100). Для другого направления течения газа переход происходит при большем давлении (примерно 100 КПа) и, соответственно, при большем числе Рейнольдса – 3200. Для удобства, на рис. 3 и далее по тексту, течение с малым критическим числом Рейнольдса будем обозначать буквой S (small), а течение с большим критическим числом Рейнольдса – G (great). Отметим, что более плавный режим перехода к турбулентному режиму для течения S связан с тем, что критическое число Рейнольдса близко к границе устойчивости ламинарного

течения. В областях расходов и давлений, отмеченных пунктирными эллипсами, измеренные значения давления и расхода не являются корректными. Причина состоит в том, что эти области соответствуют режиму перемежаемости и, например, попытка установить определенный расход приводит к колебаниям давления на десятки процентов. Отмеченные экспериментальные точки в этих областях являются некоторыми осредненными характеристиками. В то же время, как в области ламинарного, так и в области развитого турбулентного течения расход и давление имеют конкретные значения.

Исследование спектра кластеров проведено на расстоянии 110 мм от конца трубы до скиммера системы молекулярно-пучковой масс-спектрометрии. Это расстояние соответствует свободно молекулярному течению, при котором дальнейший рост кластеров практически не происходит. На рисунке 4 при-

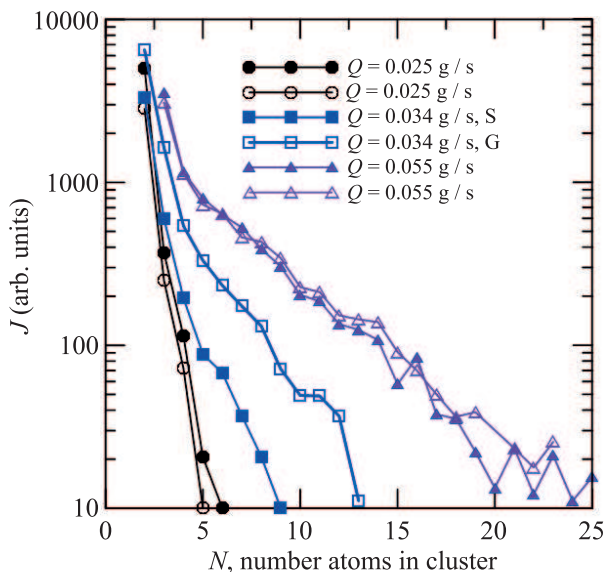


Рис. 4. (Цветной онлайн) Масс-спектры кластеров для различных режимов течения

ведены результаты измерений для обоих течений при одинаковых расходах (см. рис. 3): 1) оба течения ламинарные (светлые и темные кружки),  $Q = 0.025$  г/с; 2) оба режима турбулентные (светлые и темные треугольники),  $Q = 0.055$  г/с; 3) смешанный режим (светлые и темные квадраты),  $Q = 0.034$  г/с. В последнем случае течение G – ламинарное, течение S – турбулентное. На рисунке 4 представлены масс-спектры для указанных выше режимов. Из рисунка 4 видно, что как для обоих ламинарных режимов, так и обоих турбулентных режимов спектры практически совпадают. Однако, смешанный режим показывает, что формирование кластеров существенно различается: интенсивность потока кластеров в ла-

минарном режиме существенно превышает соответствующую величину для турбулентного режима.

Явление подавления формирования зародышей новой фазы наглядно видно на рис. 5, где представ-

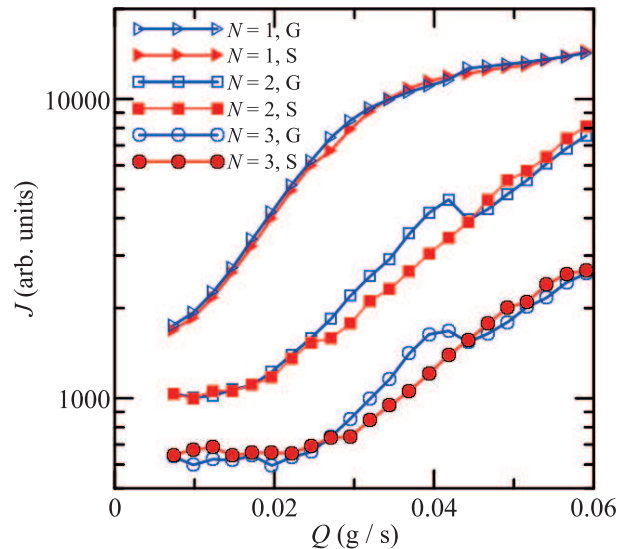


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности мономеров ( $N = 1$ ), димеров ( $N = 2$ ) и тримеров ( $N = 3$ ) от расхода

лены зависимости интенсивности мономеров, димеров и тримеров при изменении расхода газа. Отметим, что для удобства анализа, интенсивность мономерной компоненты была уменьшена единым множителем для обеих кривых примерно на два порядка. После ламинарно-турбулентного перехода для течения S, зависимости для димеров и тримеров начинают расходиться вплоть до ламинарно-турбулентного перехода для течения G. Переход к турбулентному режиму в течении G приводит к падению интенсивности как димеров, так и тримеров до значений, соответствующих уже турбулентному течению S. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что именно турбулентный характер течения в трубе приводит к подавлению процесса нуклеации.

**Обсуждение.** Отметим две вероятные физические причины наблюдаемого явления. Во-первых, это возможная разница температур при ламинарном и турбулентном режиме течения. Это связано как с отличием теплообмена со стенкой трубы, так и диссипацией вязких напряжений. Кроме того, поперечные профили скорости в выходном сечении существенно отличаются для ламинарного (параболический) и турбулентном (близкий к однородному) режима течения. Во-вторых, в ламинарном режиме процесс нуклеации происходит в стационарных условиях, а в турбулентном режиме течения в трубе флуктуа-

ции плотности и температуры могут достигать пространственной области нуклеации, вследствие относительно медленных процессов диффузии и теплопроводности [8]. В последнем случае процесс нуклеации осуществляется в неоднородном по пространству и нестационарном потоке, определяемом турбулентными флуктуациями. В завершение этой части, хотелось бы отметить, что строгий теоретический анализ всех процессов на данном этапе затруднен, что в большей степени относится к турбулентному режиму течения.

**Заключение.** В работе представлены результаты экспериментального исследования начальной стадии конденсации аргона при истечении в вакуум. Проведены масс-спектрометрические измерения спектра кластеров при ламинарном и турбулентном истечении аргона из длинной круглой трубы. Экспериментально обнаружено новое явление: подавление процесса зародышеобразования конденсированной фазы при турбулентном течении в трубе.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП “Прикладная физика” физического факультета НГУ. Авторы благодарны А. Е. Зарвину за предоставленные возможности для проведения работ и полезные обсуждения.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект # 22-11-00080.

**Конфликт интересов.** Конфликт интересов отсутствует.

- 
1. O. F. Hagena and W. Obert, *J. Chem. Phys.* **56**, 1793 (1972).
  2. А. Е. Иешкин, А. Б. Толстогузов, Н. Г. Коробейщиков, В. О. Пеленович, В. С. Черныш, *УФН* **192**, 192 (2022).
  3. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical physics*, Oxford, Pergamon Press (1980).
  4. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid mechanics*, Pergamon Press, Oxford (1987).
  5. K. Avila, D. Moxey, Alberto de Lozar, M. Avila, D. Barkley, and B. Hof, *Science* **333**, 192 (2011).
  6. А. Е. Зарвин, V. V. Kalyada, V. Zh. Madirbaev, N. G. Korobeishchikov, M. D. Khodakov, A. S. Yaskin, V. E. Khudozhnikov, and S. F. Gimelshein, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45**, 819 (2017).
  7. *Таблицы физических величин. Справочник*, под ред. акад. И. К. Кикоина, Атомиздат, М. (1976), 1008 с.
  8. С. А. Новопашин, А. Л. Перепелкин, В. Н. Ярыгин, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 318 (1986).