Oscillations in the Separation Zones behind a Backward-Facing Step during Plasma-Assisted Combustion in Supersonic Flows

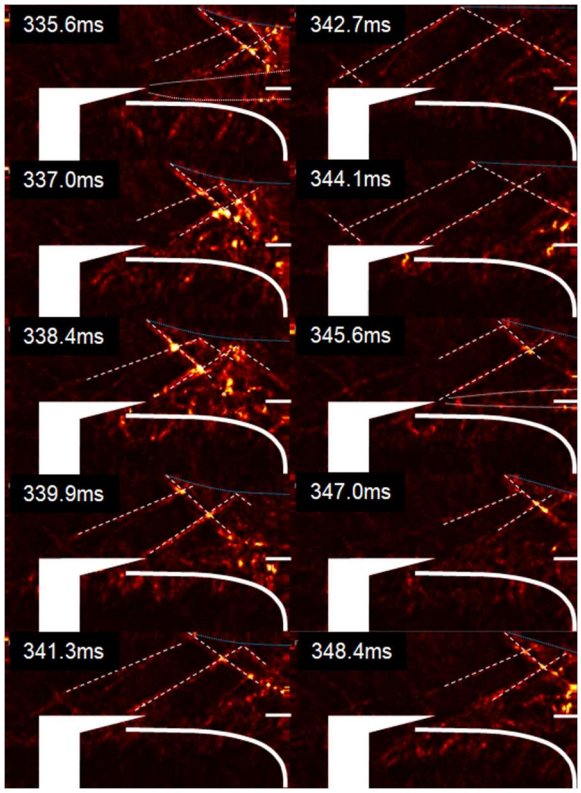
K. N. Kornev, A. A. Logunov, O. S. Surkont, A. L. Volynets, S. A. Dvinin

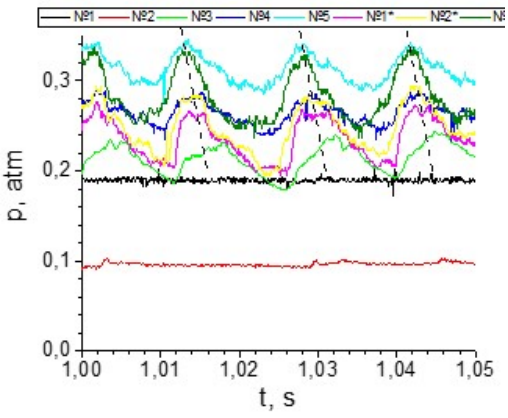
Lomonosov MSU, Faculty of Physics,
Moscow, 119991, Russia,
singuliarnost@yandex.ru

Abstract

This paper experimentally investigates processes of oscillations excitation in supersonic (M = 2) gas flows in an aerodynamic channel behind a backward-facing step (BFS). The effects of applying a longitudinal DC discharge (1 ÷ 10 A) in the supersonic flow and propane combustion (1 ÷ 3 g/s) are investigated. Using the background-oriented schlieren method (BOS) to visualize the flow structure and a system for measuring static and dynamic pressure on the channel walls, high-frequency and low-frequency modes of flow oscillations are recorded. An analysis of the amplitudes and frequencies of low-frequency flapping is conducted depending on the discharge current and the mass flow rate of propane.

Key words: flapping, separation zones, backward-facing step, supersonic flow, gas flow visualization.





Flow visualization using the BOS method, DC discharge current is 5 A (left). The recorded pressure oscillations in the flow at the discharge current of 9 A, a 50 ms fragment where the discharge is on (up).

УДК 533, 533.9

Колебания в отрывных зонах за уступом при плазменно-стимулированном горении в сверхзвуковых потоках

К. Н. Корнев, А. А. Логунов, О. С. Сурконт, А. Л. Волынец, С. А. Двинин

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Россия, Москва, 119991, Москва Ленинские горы, дом 1, строение 2
singuliarnost@yandex.ru

Аннотация

В работе экспериментально исследуются процессы, приводящие к возбуждению колебаний сверхзвуковых (M = 2) газовых потоков в аэродинамическом канале за обратным уступом. Исследовано влияние введения в сверхзвуковой поток продольного разряда постоянного тока (1 ÷ 10 А) и воспламенения инжектируемого пропана (1 ÷ 3 г/с). С применением теневого фонового метода (ТФМ) для визуализации структуры течения и системы измерения статического и динамического давления на стенки канала зафиксированы высокочастотная и низкочастотная моды колебаний потока. Проведен анализ амплитуд и частот низкочастотных колебаний в зависимости от величины разрядного тока и массового расхода пропана.

Ключевые слова: колебания течения, отрывные зоны, обратный уступ, сверхзвуковое течение, визуализация газовых течений.

1. Введение

Аэродинамические сверхзвуковые установки с кавернами и обратными уступами используются для стабилизации горения газовых смесей [1] за счет возникающих зон отрыва потока и рециркуляционных течений [2, 3]. За счет наличия стационарной зоны горения сверхзвуковой поток газовой смеси непрерывно воспламеняется. Простота механических стабилизаторов (не только каверн и уступов, но и различной формы пилонов и выступов) является существенным преимуществом в этих установках, по сравнению, например с плазменными методами.

Тем не менее, стабильное горение в таких системах тоже встречает трудности, такие как малое время пребывания газа в канале [4, 5], недостаточное перемешивание топлив с воздухом [6], высокая нестационарность и неоднородность процессов горения [7]. За счет нестационарности и неоднородности потока в нем могут устанавливаться колебания в широком диапазоне частот. В газовых течениях в каналах могут существовать различные акустические и гидродинамические моды колебаний, зависящие от геометрии канала, газодинамических параметров течения (температура, давление, скорость), наличия неоднородностей (препятствия, импульсные струи, разряды). Роль колебаний в стабилизации горения остается все еще не до конца изученной и является предметом активных исследований. За счет них может происходить передача горения из застойных зон в основной поток, образование ударных волн (УВ), способствующих воспламенению [8]. Моды могут также взаимодействовать между собой, приводя к образованию связей и неустойчивостей разной природы [9–11]. Высокочастотные колебания, возникающие в сдвиговом слое на границе сверхзвукового потока и низкоскоростной зоны рециркуляции, называют срывом вихрей (shedding). Их основной механизм появления – неустойчивость Кельвина – Гельмгольца в

слое с градиентом скорости. В типичных для экспериментальных газодинамических установок масштабах частоты этого типа колебаний составляют $\sim 1 \div 10$ кГц. Возникающие сразу за уступом колебания сдвигового слоя приводят к образованию более крупномасштабных вихрей, которые сносятся потоком от уступа. Интенсивность пульсаций давления на нижней стенке, связанных с возникшими неоднородностями потока, зависит от координаты x/H, где H – высота обратного уступа, и обычно максимальна около точки присоединения потока $x/H = 3 \div 8$. Существуют более низкочастотные колебания с характерными для тех же установок частотами $\sim 100 \div 1000$ Гц, которые также называют флаппингом (flapping). Они связаны с крупномасштабным движением отрывных зон, относительно медленной перестройкой структуры течения. При этом возмущения потока для замыкания петли обратной связи распространяются по дозвуковой зоне течения, то есть имеет место акустический механизм колебаний. Низкочастотная нестационарность может возбуждаться при тепловыделении в потоке (например, при протекании химических реакций или образовании плазмы), в таком случае он возникает благодаря термоакустическим неустойчивостям.

Обычно с точки зрения задач плазменно-стимулированного горения в сверхзвуковых течениях используются более высокочастотные колебания потока, а низкочастотные моды ассоциируются с крупномасштабными неустойчивостями потока, которые могут вывести прямоточный двигатель из стабильного режима работы из-за срыва пламени [12]. Высокочастотные моды могут обеспечивать более высокую стабильность характеристик двигательной установки. Приемлемая амплитуда колебаний определяется из баланса эффективности смешивания и аэродинамическими потерями и рисками формирования глобальной неустойчивости потока [13]. Для контроля режимов работы прямоточных двигательных установок представляется крайне важными способности управления зонами отрывных течений и детальное представление структуры турбулентных течений в них. Управление сдвиговым слоем исследовалось в ОИВТ [14] с использованием акустической обратной связи в каверне, в течениях за обратным уступом при помощи ДБР [15, 16]. Использование искровых актуаторов (pulsed plasma jets, PPJ) для воздействия на сверхзвуковые потоки представлено в [17–19].

Основной целью данной работы является определение влияния продольного разряда постоянного тока на развитие колебаний отрывной зоны за уступом при организации плазменно-стимулированного горения в сверхзвуковом потоке.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, позволяющей изучать воздействие разрядов на высокоскоростные газовые потоки. Использовался аэродинамический канал с обратным уступом (рис.1). Он ранее использовался в других работах научной группы [20,21].

Он составлен из нескольких секций с фланцевым соединением, что позволяет при необходимости менять его конфигурацию. Две секции из четырех имеют прямоугольные окна с кварцевыми стеклами размером $50\,\text{мм} \times 80\,\text{мм}$ и толщиной 10 мм. Длина каждой из этих секций составляет 20 см. Сверхзвуковой поток создавался при пропускании воздуха из предварительно накачиваемого ресивера высокого давления воздуха (1) через сопло Лаваля (2), рассчитанное на рабочее число Маха $M = 2$, в аэродинамический канал (3) общей длиной 4×20 см. Внутреннее сечение канала прямоугольное и составляет 26×39 мм^2. Выход его подсоединен к откачиваемой емкости (4) объемом 2.3 м^3, и давление p_{out} в ней задавалось в пределах $0.02 \div 0.1$ атм. Давление в емкости высокого давления воздуха p_0 задавалось в пределах $1 \div 4$ атм и определяло давление на входном сечении сопла $p_{in} = 0.62 \div 2.5$ атм и общий массовый расход воздуха ($30 \div 110$ г/с). Поток контролируемой длительности подавался с помощью электронно-управляемого клапана (5) по команде блока синхронизации. В поток мог вводиться пропан из емкости (7) через встроенные клапан и смеситель (8). Массовый расход пропана составлял в зависимости от отношения давлений воздуха и пропана $1 \div 3$ г/с. Длительность одного пуска потока составляла $1 \div 2$ с в пределах которых давление

в емкостях изменялось не более чем на 15 %. Диаметр входного и выходного сечений сопла составляет 25 мм, критического – 17 мм. Сопло соединено с основным каналом через изолятор (6) круглого сечения длиной 25 см, необходимым для гашения возникающих после сопла Лаваля скачков. Обратный уступ образуется за счет фланцевого соединения круглого изолятора с прямоугольным каналом, как показано на рис. 1. Минимальная высота уступа достигается в середине сечения и равна $H = 15$ мм.

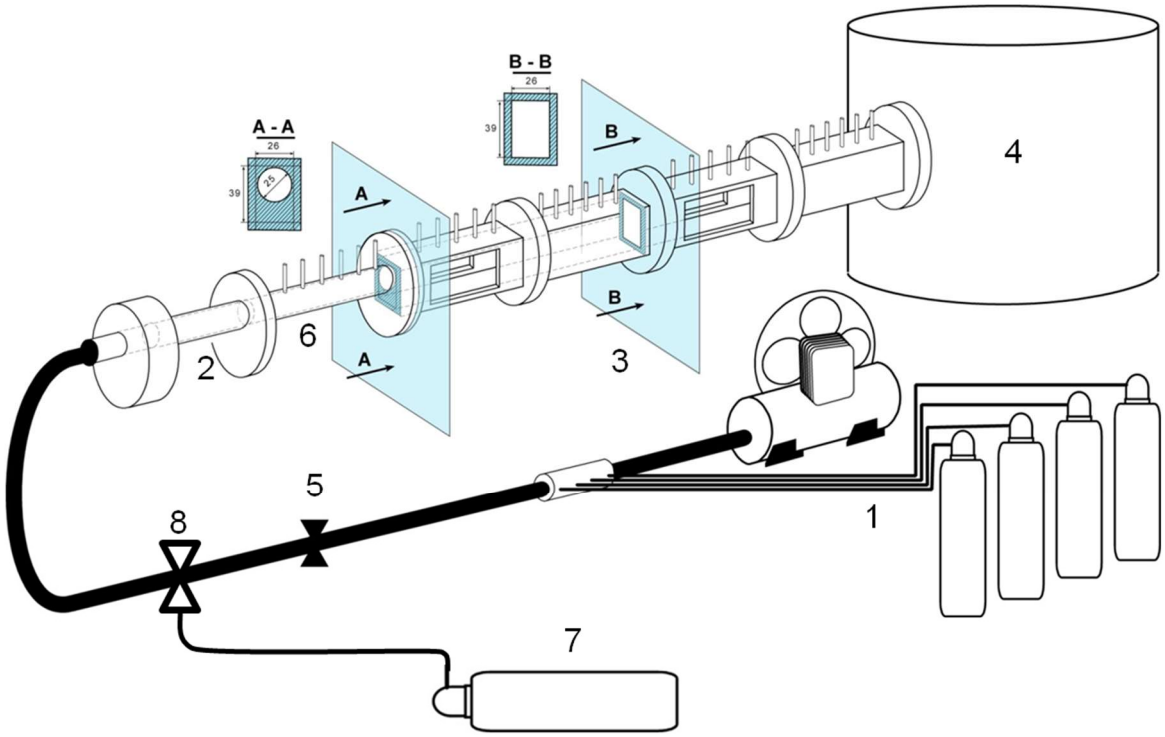


Рис. 1. Схема аэродинамического канала с обратным уступом. На врезках указаны размеры сечений в нескольких местах

В течении за уступом (1) образуются дозвуковые зоны рециркуляции (2) и сдвиговые слои, отделяющие их от основного сверхзвукового потока (рис. 2). Верхняя зона образуется за счет отрыва потока (3). В структуре течения наблюдаются также различные скачки уплотнения (4), возникающие на краях уступа и неоднородностях потока. Число Рейнолдса потока $\mathrm{Re} \approx 400000$, что характеризует течение как турбулентное. На нижней стенке рабочей секции канала имеется вырез под сменные вставки, с помощью которых в поток можно вводить различные объекты. В работе использовалась вставка с электродами (5), реализующими продольный разряд постоянного тока (6), а также пустая (образующая ровную стенку). Конфигурация электродов позволяет создавать продольные разряды в сверхзвуковых газовых потоках, с минимальными вносимыми электродами возмущениями [22]. Первый по потоку электрод выполнен из медного листа толщиной 0.5 мм, а на кромках сделаны острые фаски и конец заострен. Центральный вспомогательный электрод предназначен для инициации разряда и сделан из 2 мм железного стержня. Последний по потоку электрод сделан из вольфрамовой проволоки диаметром 0.8 мм и вставлен в обтекаемый держатель ромбовидного сечения. Высота электродов от нижней стенки – 19 мм. Ток разряда задавался в пределах $1 \div 5$ А. В верхней и нижней стенках есть ряд отверстий (7) через которые проводятся измерения давления потока и его пульсаций, вызванными турбулентностью сдвиговых слоев. Номера точек измерения указаны на схеме. Регистрировались значения давления с помощью системы датчиков абсолютного давления ТДМ-А и 16-канального АЦП E14-440 Lcard. Они имеют линейную характеристику (нелинейность не более 0.25 %) и были откалиброваны. Давления измерялись набором датчиков из 10 штук, поэтому в качестве по-

грешности использовался разброс их значений (± 0.002 атм) при фиксированном давлении, например, атмосферном, связанный с точностью калибровки и нелинейностью. Оцифрованные сигналы с датчиков давления обрабатывались с помощью быстрого преобразования Фурье и анализировались акустические спектры. Ограничение частотной полосы чувствительности связано с быстродействием датчиков: частота среза составляла около 1.5 кГц. Предусилитель и АЦП имели намного большее быстродействие и не ограничивали измерения. Нижняя граница по частоте при преобразовании Фурье порядка $2 \div 4$ Гц, поскольку длительность полезного сигнала составляла $0.25 \div 0.5$ с.

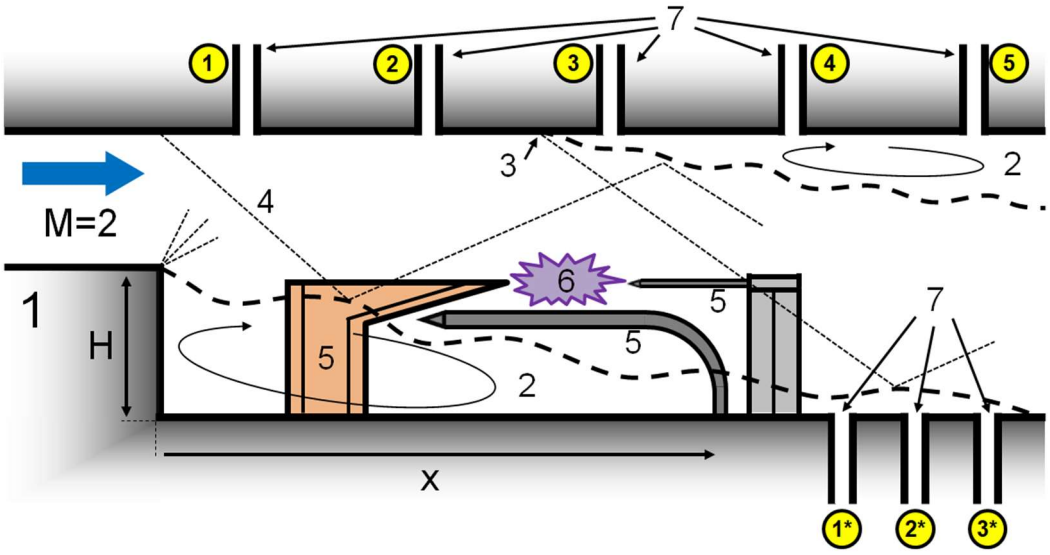


Рис. 2. Структура течения в рабочей секции канала

Для визуализации сверхзвукового течения использовался теневой фоновый метод (ТФМ) [23–25] как относительно простой (рис. 3). Использовалась высокоскоростная камера «ВидеоСпринт» с объективом ТАИР-3 (7). Разрешение кадров 1280×1024 пикселей. Съемка проводилась через кварцевые окна (5) в секциях канала (4). Для съемки с минимально возможной для камеры экспозицией 2 мкс стандартная схема ТФМ с боковой подсветкой фоновой картинки была изменена на схему «на просвет». Изображение нерегулярного паттерна было распечатано на прозрачной пленке (3), а источник света (1) располагался за пленкой, просвечивая ее. В качестве точечного источника использовался белый сверхъяркий светодиод мощностью 10 Вт. Синхронизация с камерой позволила в несколько раз повысить яркость светодиода за счет импульсного включения. Свет от него фокусировался собирающей линзой (2) диаметром 13 см и фокусным расстоянием 7 см. Светодиод и линза были расположены таким образом, чтобы формировался слабо сходящийся пучок, просвечивающий сначала пленку с изображением, а затем и окна канала. Схождение пучка было необходимо для сбора наибольшего количества света объективом видеокамеры. В то же время его нельзя было сделать сильно сходящимся, потому что иначе окно канала засвечивалось не полностью. Канал располагался на расстоянии $z_0 = 350$ см от видеокамеры, а пленка с изображением – на расстоянии $z_b = 40$ см от канала. Благодаря большому фокусному расстоянию z_0 достигалась приемлемая глубина резкости изображения при наведении резкости на фон, чтобы область течения с разрядом (6) была не слишком размыта. Элементы оптической схемы крепились неподвижно к тяжелому оптическому рельсу для исключения вибраций. Получаемое видео далее покадрово обрабатывалось программой для кросс-корреляционной обработки. В результате этого получались поля локальных смещений изображения, визуализирующие градиенты плотности потока, вызванные ударно-волновыми и тепловыми структурами в нем.

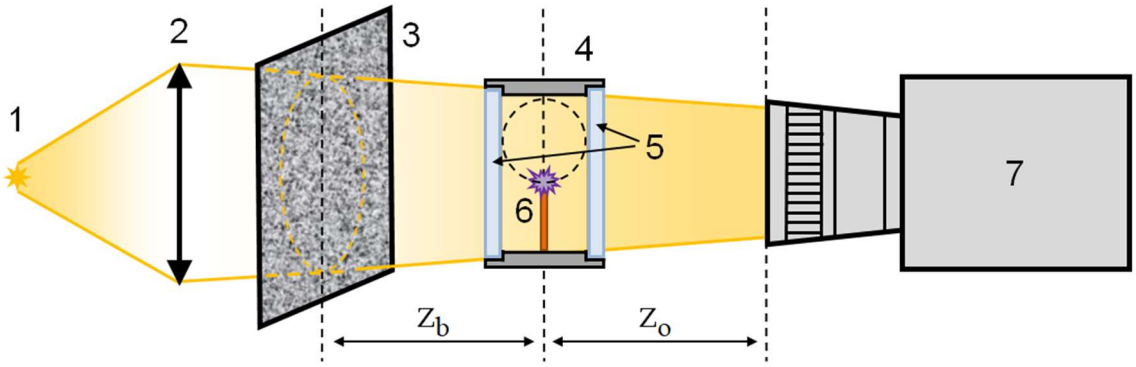


Рис. 3. Схема визуализации ТФМ

За счет большой глубины резкости (около 15 см) визуализация течения в канале происходит во всем его сечении. Выбранный метод визуализации производит усреднение вдоль оптического пути. Течение в установке трехмерное и к тому же осложнено переходом между каналом круглого и прямоугольного сечения, что необходимо учитывать при интерпретации результатов и сравнении с расчетными данными. Использованные в установке электроды предполагаются тонкими (толщина ~1мм при ширине канала по оптическому пути 25 мм) и вносящими малые возмущения в поток.

3. Результаты

3.1. Воздушный поток

В экспериментах с воздушным потоком и без электродов в потоке в рабочей секции наблюдались высокочастотные колебания потока в нижней зоне рециркуляции, которые продемонстрированы рисунком 4. На нем пунктиром выделены элементы УВ-структуры течения. Поскольку сам уступ находится вне смотровой зоны, нет возможности проследить начало УВ (1) и (3), которые вероятнее всего вызваны скачками на переходе изолятор-прямоугольный канал. УВ (2) является либо отражением УВ (1) от нижней границы течения (4), либо скачком от присоединения потока.

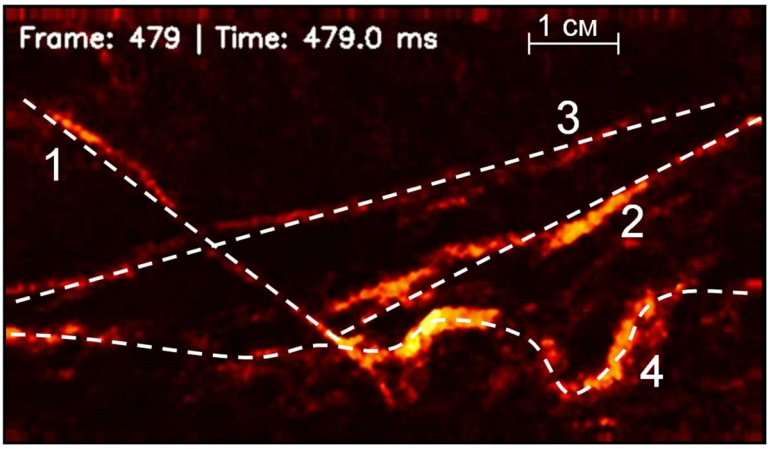


Рис. 4. ТФМ визуализация течения за уступом (без электродов)

Нижняя волнообразная линия (4) на рис.4 – турбулентная граница между зоной рециркуляции и сверхзвуковым потоком, сдвиговый слой. Характерный размер L волновой структуры в сдвиговом слое $1 \div 2$ см. Из высокоскоростной съемки при 41000 к/с был оценен масштаб скорости V в сдвиговом слое 300 м/с. Тогда получается оценка частоты процесса f около 30 кГц. Число Струхаля в данном случае равно $\mathrm{St} = fL/V \approx 1$ Однако эти ча-

стоты колебаний потока лежат вне частотной полосы датчиков давления, поэтому на акустических спектрограммах их не было видно. Такая быстрая и относительно мелкомасштабная турбулентность сдвигового слоя за обратным уступом может использоваться для эффективного смешения топлив с воздухом [26]. Видео, из которого взято изображение на рис. 4 представлено (видео 1). Экспозиция 2 мкс, частота съемки 1000 к/с.

Экспериментальные кадры визуализации потока находятся в хорошем согласии с расчетами, даже в двумерном приближении. На рис. 5 представлено расчетное поле числа Маха M при стационарном решении (*a*) и нестационарном (*b*), а на рис. 6 – поле величины градиента плотности для тех же двух случаев расчета.

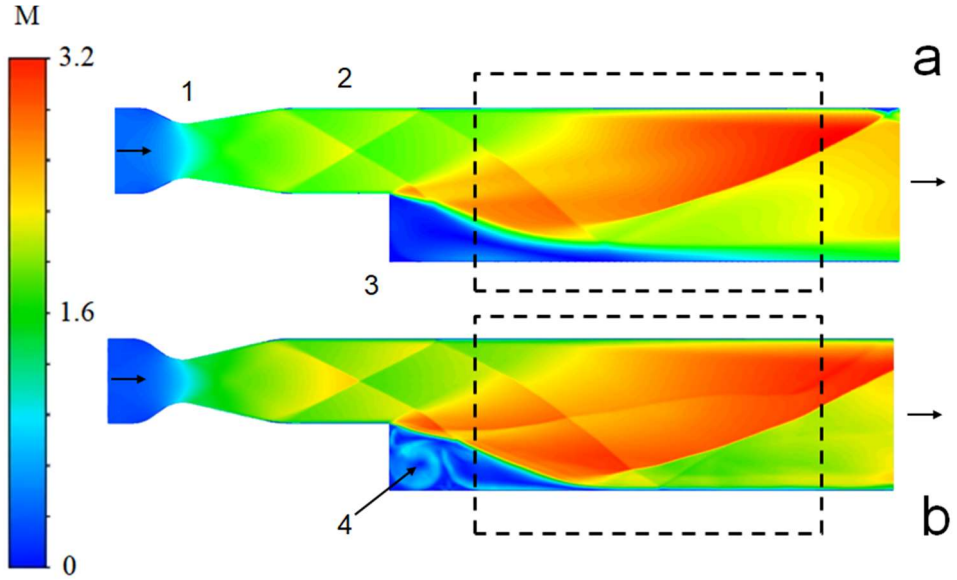


Рис. 5. Расчет течения за уступом в двумерном стационарном (*a*) и нестационарном (*b*) приближении. Поле числа Маха. Прямоугольником отмечена область, доступная для наблюдения в эксперименте

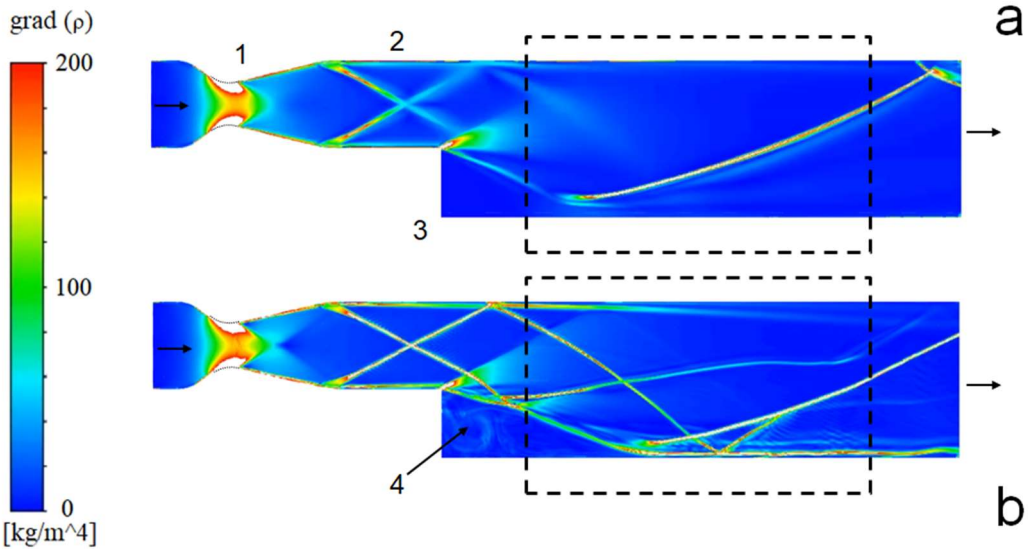


Рис. 6. Расчет течения за уступом в двумерном стационарном (*a*) и нестационарном (*b*) приближении. Поле величины градиента плотности. Прямоугольником отмечена область, доступная для наблюдения в эксперименте

В стационарном режиме все колебания усреднены, поэтому видны только стационарные структуры. Турбулентность и колебания сдвигового слоя продемонстрированы на Видео 2 (поле числа Маха M) и Видео 3 (поле величины градиента плотности, непосредствен-

но визуализируемое при ТФМ). Оба видео соответствуют 2 мс течения. Между кадрами видео 10 мкс. При нестационарном расчете использовалась модель турбулентности detached eddy simulation (DES), за счет которой разрешены вихревые структуры в зоне рециркуляции (4 на рис. 5, *b*). В зоне рециркуляции может образовываться не один, а несколько вихрей замкнутого течения. Колебания сдвигового слоя могут также запускаться при падении на границу течения УВ от начала ступеньки (3). В эксперименте, как и на рис. 5, после сопла (1) наблюдаются скачки в изоляторе (2), однако точное их расположение нам неизвестно, поэтому точное место падения УВ на сдвиговый слой неизвестно (известно только, что оно находится левее смотрового окна). Более того, место падения может смещаться из-за турбулентности потока еще до сопла, соответственно возмущение сдвигового слоя будет из-за этого нестационарным, что видно на видео 2 и 3. На рис. 6 шкала обрезана по уровню 200 кг/м^4, чтобы резкий перепад плотности в сопле не перекрывал более слабые перепады в области за уступом. Белые области на рис. 6 вблизи критического сечения сопла – обрезанные высокие значения, а пунктиром отмечен профиль стенки сопла. Подробности численных расчетов приведены в приложении.

3.2. Воздушный поток с разрядом

Были проведены эксперименты в канале с электродной вставкой, на которой создавался продольный разряд постоянного тока ($1 \div 10$ А) в воздушном потоке. При внесении электродов в поток точка отрыва на верхней стенке смещается вверх по течению и верхняя зона рециркуляции становится видимой для съемки через окно канала. В случае включенного разряда в потоке наблюдались низкочастотные колебания потока в нижней и верхней зонах рециркуляции. Сигналы с датчиков давлений на верхней (сплошные линии) и на нижней (пунктир) стенках при включенном разряде с током 9 А показаны на рис. 7. Нумерация датчиков и их расположение показано на рис. 2. Положения верхних датчиков $x/H = 1.33$, 4, 6.67, 9.33, 12; нижних $x/H = 8$, 9, 10.

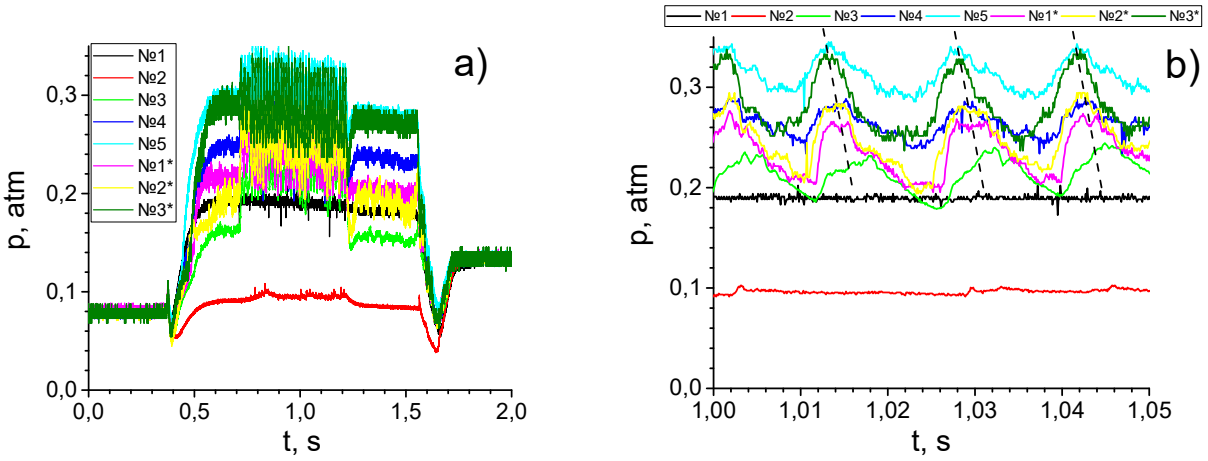


Рис. 7. Сигналы с датчиков давления, ток разряда 9 А – весь запуск потока (*a*), фрагмент 50 мс, где включен разряд (*b*)

Датчики № 1 и 2 расположены до верхней зоны отрыва, поэтому на них колебания не наблюдались, все остальные датчики регистрируют колебания давления порядка нескольких процентов от среднего значения давления с характерной частотой около 60 Гц. Виден небольшой обратный сдвиг фаз: датчик, который стоит дальше по течению, реагирует первым, – что говорит о распространении возмущения по дозвуковой зоне вверх по потоку. С учетом известного расстояния между датчиками, оценка скорости возмущения дает порядок ~ 50 м/с. Сборка кадров видеосъемки методом ТФМ течения демонстрирует один период колебательного процесса, сопровождающийся смещением точки отрыва и изменением

структуры (рис. 8). Ток разряда составлял 5 А и период колебаний около 15 мс (65 Гц). Белые закрашенные области – наложенная маска, закрывающая электроды. Крупный пунктир – УВ, мелкий синий пунктир – граница потока, мелкий белый пунктир - нагретого разрядом канала (термический конус). Экспозиция 2 мкс.

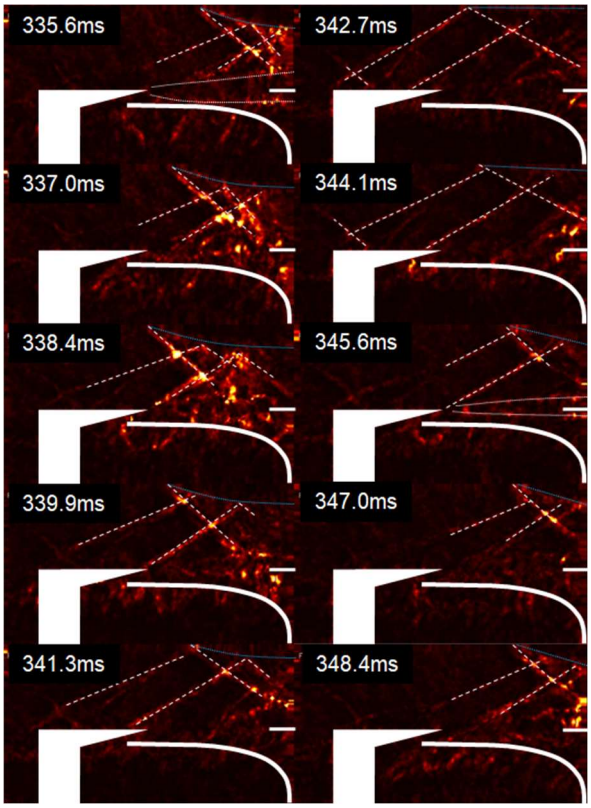


Рис. 8. Визуализация течения методом ТФМ. Ток разряда 5 А

Изменение тока разряда в пределах $1 \div 10$ А выявило зависимости как амплитуды этих колебаний, так и их частоты. На рисунке 9 приведены акустические спектры сигналов с датчика №1* (нижняя стенка) при различных токах разряда.

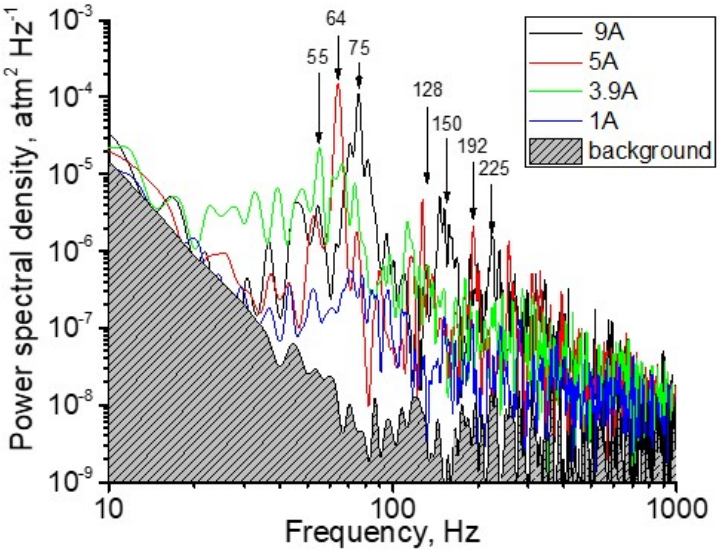


Рис. 9. Акустические спектры сигнала с датчика давления №1* (нижняя стенка) при различных токах разряда

На спектрах при токе выше 2.6 А появляются выраженные пики, соответствующие возникающим на сигналах колебаниям. Частота доминирующей моды растет от 56 Гц до 77 Гц с ростом тока, иначе говоря, вкладываемой в поток мощности. На спектрах заметны как минимум вторая и третья гармоники. В целом, спектры показывают некоторый уровень различных низкочастотных колебаний в диапазоне 30 Гц – 1 кГц. Акустические спектры сигналов с других датчиков были аналогичные. Измерительная система не позволяла регистрировать более быстрые колебания, т.к. ее частота среза около 1 кГц. Спектр фоновых шумов датчиков измерялся на участке без потока.

Амплитуда колебаний Δp также меняется с током разряда, как показано на рис. 10. Оценка амплитуды колебаний проводилась следующим образом: из данных вырезался кусок, где разряд включен, рассчитывалось стандартное отклонение выборки точек и бралось отношение к среднему давлению в процентах. Время включения и выключения разряда выбиралось таким образом, чтобы попадать на стационарную часть течения.

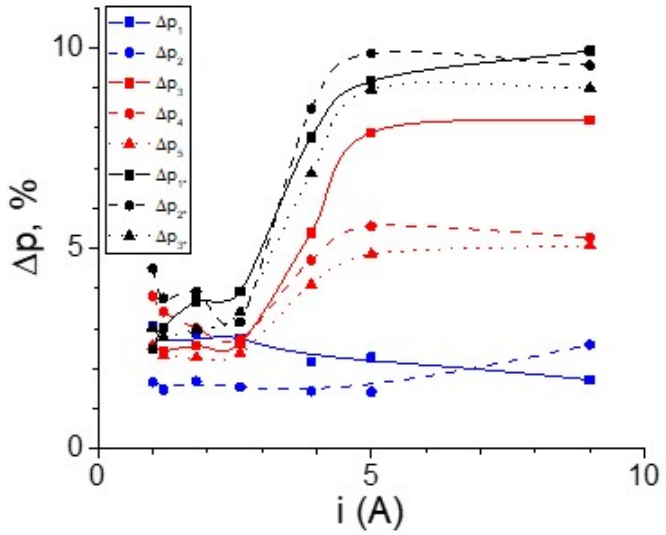


Рис. 10. Зависимости амплитуды колебаний давления от тока разряда

На зависимостях амплитуды заметен порог по мощности ($3 \div 4$ А), выше которого происходит автовозбуждение низкочастотных колебаний в потоке. При токе 4 А на сигналах давления видно, что возбуждение колебаний неустойчивое. Синие и красные кривые относятся к датчикам на верхней стенке, причем синие – к тем, что расположены до точки отрыва потока и не регистрируют колебаний давления при любых токах. Колебания давления на них связаны с турбулентностью потока и пограничного слоя и шумами измерений. Черные кривые относятся к датчикам давления на нижней стенке. Колебания нижней зоны регулярно оказывались сильнее, чем верхней, вероятно из-за расположения уступа. Оценки частоты колебаний $f \sim 60$ Гц, характерных размеров зоны рециркуляции $L \sim 10$ см, зависимости от мощности энерговклада разряда говорят о возбуждении в данном случае низкочастотной нестационарности. Число Струхаля $\mathrm{St} = fL/V \approx 0.02 \div 0.14$, что сходно с другими работами, где излучали флэппинг в сверхзвуковых потоках [27, 28].

Были проведены эксперименты в канале с электродной вставкой, на которой создавался продольный разряд постоянного тока ($1 \div 10$ А), а в воздушный поток инжектировался пропан (массовый расход $1 \div 3$ г/с). Часть экспериментов проведена при давлении в ресивере 3.2 атм, что соответствовало массовому расходу воздуха 100 г/с. При этом максимальная доля пропана в потоке составляла 3 % масс., что в пересчете на эквивалентное соотношение φ (т.е. отношение данной концентрации пропана в потоке к стехиометрической 6 % масс.) давало диапазон изменения $\varphi = 0 \div 0.5$. Другая часть экспериментов была проведена при сниженном давлении в ресивере 1.6 атм, что соответствовало массовому расходу воздуха

50 г/с. Тогда максимальная доля пропана в потоке составляла 5.6 % масс. (диапазон эквивалентного соотношения $\varphi = 0 \div 0.95$). Все эти смеси являются бедными (по топливу). Теплота сгорания пропана Q при таком расходе составляет

$$Q = q\frac{\mathrm{d}m_{\text{prop}}}{\mathrm{d}t}\delta = \frac{48\,\text{кДж}}{\text{г}}\cdot\frac{(1\div 3)\,\text{г}}{\text{с}}\cdot(0.1\div 0.5) = 5\div 50\,\text{кВт},$$

где δ – полнота сгорания пропана, которая нам неизвестна, но в качестве разумной оценки принимается величиной в несколько десятков процентов.

Для сравнения мощность продольного разряда в диапазоне токов $1\div 10$ А: $W = \mathrm{Eli} \approx 0.5\div 2.5$ кВт, а энтальпия потока $H = c_p\left(\mathrm{d}m_{\text{air}}/\mathrm{d}t\right)T_0 \approx 10$ кВт. То есть горение должно оказывать эффект на поток не меньший, чем влияние разряда. Одно из ключевых отличий тепловыделения при горении (даже в приближении тепловой модели) состоит в том, что разряд – это локализованный источник возмущения потока (как термического, так и гидродинамического), а при горении смеси тепловыделение может происходить во всем объеме. При скорости потока 500 м/с время пребывания газа непосредственно в сверхзвуковом ядре потока очень мало, порядка 1 мс, что существенно меньше как характерных времен горения, так и периода низкочастотной нестационарности. Поэтому на низкочастотные колебания должно влиять горение именно в низкоскоростных зонах течения. На рисунках 11 и 12 представлены результаты первой части экспериментов.

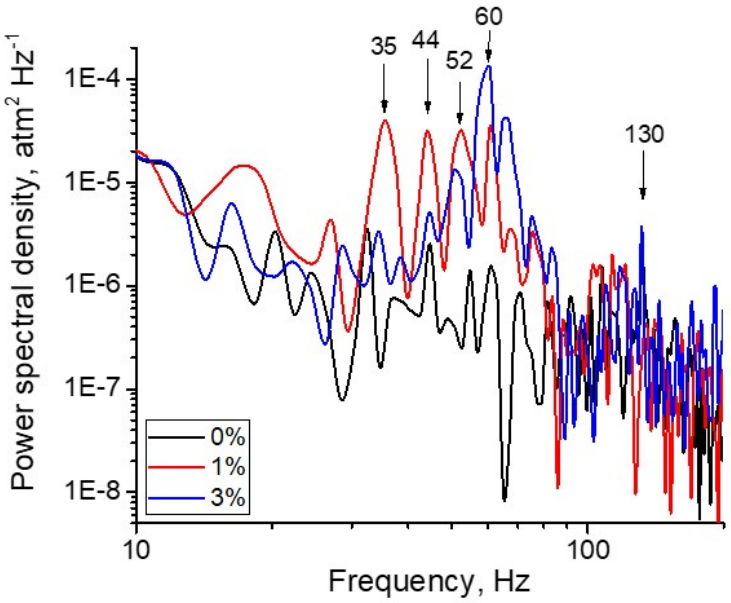


Рис. 11. Акустические спектры сигнала с датчика давления №1* (нижняя стенка) при различных эквивалентных отношениях. Поток воздуха 100 г/с, ток разряда 2.6 А

Был выбран ток разряда 2.6 А, что ниже пороговой величины, поэтому без пропана колебания не возникают. При введении в поток пропана же они возникают, частота становится выше при повышении концентрации, то есть тепловыделение при горении пропана помогает преодолеть порог возбуждения колебаний, если мощности одного разряда недостаточно. На визуализациях течения теневым фоновым методом их также видно. Колебания потока при горении этилена на близких частотах порядка 100 Гц наблюдались в работе [29], также как и на низких частотах около 7 Гц. В другой конструкции аэродинамического канала при горении этилена частоты могут доходить до $300\div 400$ Гц [30], причем пульсации давления коррелируют с хемилюминесценцией при реакциях горения. Видео 4 демонстрирует разницу динамики течения между воздушным потоком без разряда (вверху), с разря-

дом 5 А (в середине) и при инжекции пропана 3 % масс. и его воспламенении (внизу). Во всех случаях давление воздуха в ресивере 3.2 атм.

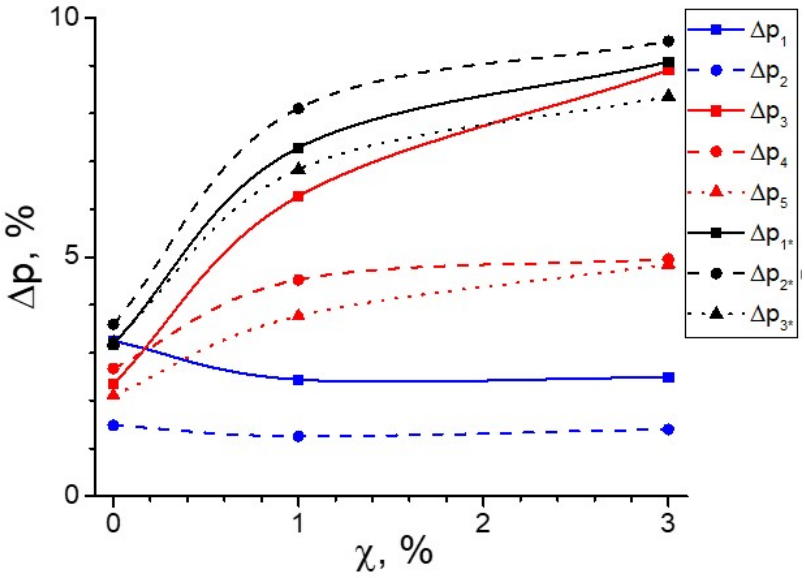


Рис. 12. Зависимости амплитуды колебаний давления от эквивалентного отношения. Поток воздуха 100 г/с, ток разряда 2.6 А

Во второй части экспериментов со сниженным давлением воздуха реализуется течение с более низкой плотностью газа, но его структура в первом приближении остается подобной. Это подтверждается визуализацией течения ТФМ. Если колебания потока возбуждаются преимущественно из-за термического воздействия, то можно предположить, что мощностный порог возбуждения колебаний должен снизиться пропорционально плотности. В эксперименте действительно наблюдалось такое снижение, и колебания потока надежно пропадали только при токе разряда менее 2 А. В этих экспериментах наблюдались в основном неустойчивые режимы колебаний потока. Замечено, что при повышении доли пропана в потоке с 2 до 5.6 % сначала стабилизировалась низкая частота 64 Гц, потом колебания стали нестабильными. Частота их на различных участках сигнала могла отличаться и изменялась в пределах $50 \div 100$ Гц (рис. 13). Это можно трактовать как неустойчивый режим, в котором изменяется доминирующая мода колебаний потока.

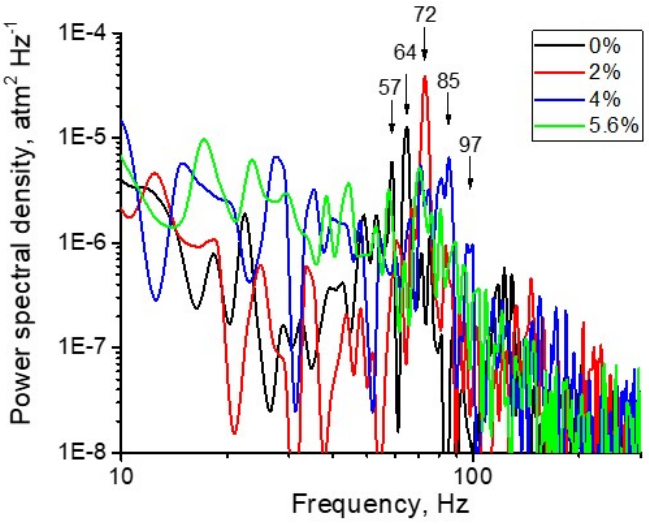


Рис. 13. Акустические спектры сигнала с датчика давления №1* (нижняя стенка) при различных эквивалентных отношениях

У проведенных измерений определенные аспекты, которые требуют дальнейших проверок и отдельного рассмотрения. Например, возможно влияние акустических мод, возникающих из-за соединения аэродинамического канала с бочкой (либо система работает как резонатор Гельмгольца, либо могут влиять продольные и радиальные акустические моды самой цилиндрической бочки, в которую выходит поток из канала). Оценки резонансной частоты установки по модели резонатора Гельмгольца дают крайне низкие частоты порядка единиц Гц, поэтому в рассматриваемой области частот не проявляются. Оценки частот продольных и радиальных акустических мод цилиндрической бочки дают же более высокие значения. Наиболее низкая частота у основной продольной моды $c/2L = 50$ Гц, она может влиять на интенсивность колебаний, наблюдаемых в эксперименте, частоты других мод и гармоник выше, чем исследуемый диапазон и вероятно влияют слабо. Второй аспект – возможность частичного теплового запирания канала при горении пропана, которое могло проявляться при больших его расходах. Третий аспект – корреляция сигналов датчиков давления и горения, которую было бы интересно установить. Однако для фиксации горения требуется достаточно быстрая спектроскопия с временным разрешением порядка миллисекунды. Для этого можно было бы, например, использовать набор ФЭУ, настроенных на регистрацию хемилюминесценции при горении пропана в потоке. Четвертый аспект – влияние возникающих колебаний на эффективность сгорания топлива и его перемешивания с воздухом.

4. Заключение

В работе экспериментально исследованы процессы возбуждения колебаний сверхзвуковых (M = 2) газовых потоков в аэродинамическом канале за обратным уступом. Влияние введения в сверхзвуковой поток продольного разряда постоянного тока (1 ÷ 10 А) и воспламенения инжектируемого пропана (1 ÷ 3 г/с) сводится к тепловому его возмущению. Применение теневого фонового метода для визуализации структуры течения и системы измерения статического и динамического давления на стенки канала позволило зафиксировать высокочастотную (30 кГц) и низкочастотную (70 Гц) моды колебаний потока. Найденные частоты наблюдаются также и в других подобных аэродинамических установках. Был проведен анализ амплитуд и частот низкочастотных колебаний в зависимости от величины разрядного тока и массового расхода пропана. При визуализации течения заметно низкочастотное ритмичное изменение положений точки отрыва потока и УВ структуры в нем. УВ структура течения в зоне смотрового окна полученная в эксперименте сходится с результатами расчетов в двумерной модели канала с обратным уступом. Показано наличие порога мощности разряда (ток 2 ÷ 4 А), ниже которого низкочастотные колебания не возникают. Величина порога зависит от плотности газа, поэтому вероятно есть некоторый порог удельной тепловой мощности. Обнаружены режимы устойчивых и неустойчивых колебаний. Тепловыделение при сгорании в потоке пропана также может преодолевать этот порог. Дополнительных исследований требуют установление связи между осцилляциями давления и горением потока, например поиск корреляции между пульсациями давления и излучением пламени, выявление роли этих колебаний в процессах воспламенения топлив и его смешения с воздухом. Также требуются проверки влияния собственных частот установки как акустической системы, возможности частичного теплового запирания в установке.

С точки зрения практических приложений при организации плазменно-стимулированного горения обедненных и бедных пропан-воздушных смесей в сверхзвуковых потоках наличие колебаний отрывной зоны не только не мешает развитию горения, но и может способствовать более полному сгоранию смеси при условии отсутствия полного запирания потока в газодинамическом канале.

Приложение

Газодинамические расчеты проводились в программе, позволяющей выполнять решение уравнений Навье – Стокса, усреднённых по числу Рейнольдса для 2D и 3D стационарных (RANS) и нестационарных (URANS) моделей. Проводился расчет в двумерном приближении. Поскольку установка трехмерная (круглого сечения сопло и изолятор, но прямоугольное сечение у основной части канала), геометрические размеры модели корректировались, чтобы они соответствовали физическим условиям в эксперименте. Например, при фиксированном диаметре входного и выходного сечения сопла 25 мм его критическое сечение в расчетной модели уменьшалось, чтобы число Маха на выходе было равным 2. Высота обратного уступа была оставлена 15 мм и ширина выходного сечения составляла 40 мм, как в эксперименте. При этом достигается лучшее геометрическое соответствие экспериментальным кадрам визуализации, хотя степень расширения потока на уступе при таком переносе в двумерную модель оказывается меньше. Соотношение площадей выходного круглого сечения изолятора и прямоугольного сечения канала в трехмерном случае составляет 0.5, в двумерном – 0.62. Длина изолятора перед уступом 30 мм, длина канала после уступа – 150 мм.

На входном сечении сопла ставилось граничное условие фиксированной температуры торможения 300 K и фиксированного статического давления $p_{\text{in}} = 2$ атм, что соответствовало экспериментальному диапазону. На выходном сечении аэродинамического канала ставилось граничное условие фиксированного статического давления $p_{\text{out}} = 0.05 \div 0.1$ атм, соответствующего давлению в откачиваемой камере. Остальные грани модели были заданы как стенки с условием прилипания. Размер ячейки расчетной сетки 0.3 мм в глубине потока. Примененные при построении сетки программные методы позволили создать сетку со сгущением у стенок, обеспечивая разрешение пограничных слоев с $y^+ \sim 1$, для чего потребовалось 15 слоев с прогрессивно уменьшающейся толщиной ячейки. Также сетка локально измельчалась в $4 \div 9$ раз в областях с высокими градиентами. Общее число ячеек сетки составляло $100 \div 200$ тыс. Плотность воздуха задана по закону идеального газа.

В расчете использовалась модель вязкости Transition Shear-Stress Transport (SST) для стационарного режима и модель detached eddy simulation (DES) для нестационарного режима. Нестационарный расчет велся до достижения 1 мс времени в модели, временной шаг составлял 1 мкс. Использована неявная схема второго порядка, и, хотя временной шаг был в несколько раз больше, чем по критерию Куранта (CFL), расчет был устойчив. Для запуска нестационарного расчета в качестве начального приближения использовался результат стационарного расчета. При этом переключались настройки модели: сменялась модель турбулентности с SST на DES, а также на входном сечении модели включался небольшой уровень турбулентности 5 %, чтобы ускорить развитие турбулентных процессов в модели. Из результатов расчетов использовались значения числа Маха и величины градиента плотности в модели.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена в рамках Госбюджетной темы «Актуальные проблемы физики неравновесной плазмы» МГУ имени М.В.Ломоносова № АААА-А16-116021560426-0.

Литература

1. Leonov S.B. Electrically driven supersonic combustion // Energies. 2018. Vol. 11. No. 7.
2. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика: в 2 ч. – 5-е изд., перераб. и доп. М. Наука. Гл. ред. физ-мат. лит. 1991. Ч.1 – 600 с. Ч.2 – 304 с.
3. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. Изд. 2-е, переработ. М.-Л. Госэнергоиздат. 1961. 670 с.

4. Kato N., Im S.-K. Flame dynamics under various backpressures in a model scramjet with and without a cavity flameholder // Proceedings of the Combustion Institute. 2021. Vol. 38. No. 3. Pp. 3861–3868.
5. Nordin-Bates K., et al. Understanding scramjet combustion using LES of the HyShot II combustor // Proceedings of the Combustion Institute. 2017. Vol. 36. No. 2. Pp. 2893–2900.
6. Huang W. Mixing enhancement strategies and their mechanisms in supersonic flows: a brief review // Acta Astronautica. 2018. Vol. 145. Pp. 492–500.
7. Vincent-Randonnier A., et al. An experimental and computational study of hydrogen–air combustion in the LAPCAT II supersonic combustor // Proceedings of the combustion institute. 2019. Vol. 37. No. 3. Pp. 3703–3711.
8. Liu G., Tian Y., Wu F. Experimental and numerical study on shock-induced enhanced supersonic combustion in a scramjet combustor // Applied Thermal Engineering. 2026. Vol. 302. P. 131740.
9. Li M., An B., Sun M., Li P., Wang T., Wei H., Wang Y., Zhang H. Synergistic flame stabilization and oscillation dynamics in a dual-zone supersonic combustor // Combust. Flame. Elsevier. 2026. Vol. 289. P. 115031.
10. Hemchandra S., Shanbhogue S., Hong S., Ghoniem A.F. Role of hydrodynamic shear layer stability in driving combustion instability in a premixed propane-air backward-facing step combustor // Phys. Rev. Fluids. APS. 2018. Vol. 3. No. 6. P. 63201.
11. Sampath R., Ramanan V., Baladandayuthapani N., Chakravarthy S.R. Vortex merging events during amplitude switching in mixed-mode pressure oscillations in a partially premixed backward facing combustor // Proc. Combust. Inst. Elsevier. 2021. Vol. 38. No. 4. Pp. 6213–6220.
12. Zhou Y., Tian Y., Song W. Research on the influence of injection locations on supersonic combustion instability in a scramjet combustor // Applied Thermal Engineering. 2025. P. 127851.
13. Shajahan S., et al. Analysis of Non-Conventional Cavity Flameholders for Turbulence-Driven Flame Stabilization and Enhanced Supersonic Hydrogen Combustion in Scramjet Propulsion // Journal of Energy Resources Technology, Part A: Sustainable and Renewable Energy. 2025. Vol. 1. No. 6. P. 062302.
14. Kazanskii P.N. Closed-Loop Cavity Shear Layer Control Using Plasma Dielectric Barrier Discharge Actuators // Aerospace. MDPI. 2023. Vol. 10. No. 10. P. 888.
15. Sujar-Garrido P., Bénard N., Moreau E., Bonnet J.-P. Dielectric barrier discharge plasma actuator to control turbulent flow downstream of a backward-facing step // Exp. Fluids. Springer. 2015. Vol. 56. No. 4. P. 70.
16. Benard N., Pons-Prats J., Periaux J., Bugeda G., Braud P., Bonnet J.P., Moreau E. Turbulent separated shear flow control by surface plasma actuator: experimental optimization by genetic algorithm approach // Exp. Fluids. Springer. 2016. Vol. 57. No. 2. P. 22.
17. Reedy T.M. Control of supersonic axisymmetric base flows using passive splitter plates and pulsed plasma actuators. Dissertation. University of Illinois at Urbana-Champaign. 2013.
18. Narayanaswamy V., Raja L.L., Clemens N.T. Characterization of a high-frequency pulsed-plasma jet actuator for supersonic flow control // AIAA J. 2010. Vol. 48. No. 2. Pp. 297–305.
19. Emerick T., Ali M., Foster C., Alvi F., Haack Popkin S., Cybyk B. SparkJet actuator characterization in supersonic crossflow // 6th AIAA Flow Control Conference. 2012. P. 2814.
20. Ершов А.П., Каменщиков С.А., Логунов А.А., Черников В.А. Инициация горения сверхзвукового пропан-воздушного потока разрядом магнитоплазменного компрессора // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47, № 6. С. 822–829.
21. Ершов А.П., Колесников Е.Б., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Чувашев С.Н., Шибков В.М. Плазмодинамические разряды в поперечных сверхзвуковых потоках воздуха // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и …, 2006. Т. 44, № 4. С. 485–493.

22. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // Energies. MDPI. 2022. Vol. 15, № 19. P. 7015.
23. Schmidt B.E., Bathel B.F., Grauer S.J., Hargather M.J., Heineck J.T., Raffel M. Twenty-five years of background-oriented schlieren: advances and novel applications // AIAA J. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 2025. Vol. 63. No. 12. Pp. 5028–5058.
24. Raffel M. Background-oriented schlieren (BOS) techniques // Exp. Fluids. Springer. 2015. Vol. 56. No. 3. P. 60.
25. Знаменская И.А. Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей // Обзор//Научная визуализация. 2021. Т. 13, № 3. С. 125–158.
26. Huang W., Pourkashanian M., Ma L., Ingham D.B., Luo S. Bin, Wang Z.G. Investigation on the flameholding mechanisms in supersonic flows: backward-facing step and cavity flameholder // J. Vis. Springer. 2011. Vol. 14. No. 1. Pp. 63–74.
27. Bolgar I., Scharnowski S., Kähler C.J. The effect of the Mach number on a turbulent backward-facing step flow // Flow, Turbul. Combust. Springer. 2018. Vol. 101. No. 3. Pp. 653–680.
28. Luo Y., Han S., Wu C., Wang Y., Ma R., Li H. Source localization and feedback mechanism of the flapping mode in an underexpanded supersonic jet // Aerosp. Sci. Technol. Elsevier. 2025. P. 110770.
29. Wang T., et al. Combustion mode transition and oscillation suppression in supersonic flow using hydrogen jet // Proceedings of the Combustion Institute. 2024. Vol. 40. No. 1–4. P. 105361.
30. Allison P. M., et al. Investigation of supersonic combustion dynamics via 50 kHz CH* chemiluminescence imaging // Proceedings of the Combustion Institute. 2017. Vol. 36. No. 2. Pp. 2849–2856.

References

1. Leonov S. B., Electrically driven supersonic combustion, *Energies*, 2018, vol. 11, no. 7, p. 1733. DOI 10.3390/en11071733
2. Abramovich G. N., *Applied Gas Dynamics*: in 2 parts. 5th ed., revised and supplemented. Moscow: Nauka, Main Editorial Board for Physics and Mathematics Literature, 1991. Part 1 – 600 p. Part 2 – 304 p. [in Russian].
3. Deich M. E., *Technical Gas Dynamics*. 2nd ed., revised. Moscow–Leningrad: Gosenergoizdat, 1961, 670 p. [in Russian].
4. Kato N., Im S.-K., Flame dynamics under various backpressures in a model scramjet with and without a cavity flameholder, *Proceedings of the Combustion Institute*, 2021, vol. 38, no. 3, pp.3861−3868. DOI 10.1016/j.proci.2020.07.110
5. Nordin-Bates K., et al., Understanding scramjet combustion using LES of the HyShot II combustor, *Proceedings of the Combustion Institute*, 2017, vol. 36, no. 2, pp. 2893−2900. DOI 10.1016/j.proci.2016.07.118
6. Huang W., Mixing enhancement strategies and their mechanisms in supersonic flows: a brief review, *Acta Astronautica*, 2018, vol. 145, pp. 492−500. DOI 10.1016/j.actaastro.2018.02.022
7. Vincent-Randonnier A., et al., An experimental and computational study of hydrogen–air combustion in the LAPCAT II supersonic combustor, *Proceedings of the combustion institute*, 2019, vol. 37, no. 3, pp. 3703−3711. DOI 10.1016/j.proci.2018.05.127
8. Liu G., Tian Y., Wu F., Experimental and numerical study on shock-induced enhanced supersonic combustion in a scramjet combustor, *Applied Thermal Engineering*, 2026, vol. 302, p. 131740. DOI 10.1016/j.applthermaleng.2026.131740
9. Li M., An B., Sun M., Li P., Wang T., Wei H., Wang Y., Zhang H., Synergistic flame stabilization and oscillation dynamics in a dual-zone supersonic combustor, *Combustion and Flame*, 2026, vol. 289, p. 115031. 10.1016/j.combustflame.2026.115031

10. Hemchandra S., Shanbhogue S., Hong S., Ghoniem A.F., Role of hydrodynamic shear layer stability in driving combustion instability in a premixed propane-air backward-facing step combustor, *Physical Review Fluids*, 2018, vol. 3, no. 6, p. 63201. DOI 10.1103/PhysRevFluids.3.063201
11. Sampath R., Ramanan V., Baladandayuthapani N., Chakravarthy S.R., Vortex merging events during amplitude switching in mixed-mode pressure oscillations in a partially premixed backward facing combustor, *Proceedings of the combustion institute*, 2021, vol. 38, no. 4, pp. 6213–6220. DOI 10.1016/j.proci.2020.07.113
12. Zhou Y., Tian Y., Song W., Research on the influence of injection locations on supersonic combustion instability in a scramjet combustor, *Applied Thermal Engineering*, 2025, vol. 279, p. 127851. DOI 10.1016/j.applthermaleng.2025.127851
13. Shajahan S., et al., Analysis of non-conventional cavity flameholders for turbulence-driven flame stabilization and enhanced supersonic hydrogen combustion in scramjet propulsion, *Journal of Energy Resources Technology, Part A: Sustainable and Renewable Energy*, 2025, vol. 1, no. 6, p. 062302. DOI 10.1115/1.4069167
14. Kazanskii P.N., Closed-loop cavity shear layer control using plasma dielectric barrier discharge actuators, *Aerospace*, 2023, vol. 10, no. 10, p. 888. DOI 10.3390/aerospace10100888
15. Sujar-Garrido P., Bénard N., Moreau E., Bonnet J.-P., Dielectric barrier discharge plasma actuator to control turbulent flow downstream of a backward-facing step, *Experiments in Fluids*, 2015, vol. 56, no. 4, p. 70. DOI 10.1007/s00348-015-1939-1
16. Benard N., Pons-Prats J., Periaux J., Bugeda G., Braud P., Bonnet J.P., Moreau E., Turbulent separated shear flow control by surface plasma actuator: experimental optimization by genetic algorithm approach, *Experiments in Fluids*, 2016, vol. 57, no. 2, p. 22. DOI 10.1007/s00348-015-2107-3
17. Reedy T.M., *Control of supersonic axisymmetric base flows using passive splitter plates and pulsed plasma actuators*, Dissertation. University of Illinois at Urbana-Champaign, 2013.
18. Narayanaswamy V., Raja L. L., Clemens N. T., Characterization of a high-frequency pulsed-plasma jet actuator for supersonic flow control, *AIAA Journal*, 2010, vol. 48, no. 2, pp. 297–305. DOI 10.2514/1.41352
19. Emerick T., Ali M., Foster C., Alvi F., Haack Popkin S., Cybyk B., SparkJet actuator characterization in supersonic crossflow, *6th AIAA Flow Control Conference*, 2012, p. 2814.
20. Ershov A. P., Kamenshchikov S. A., Logunov A. A., Chernikov V. A., Initiation of combustion of supersonic propane-air flow by magnetoplasma compressor discharge, *High Temperature*, 2009, vol. 47, no. 6, pp. 788–795. DOI 10.1134/S0018151X09060030
21. Ershov A. P., Kolesnikov E. B., Timofeev I. B., Chernikov V. A., Chuvashev S. N., Shibkov V. M., Plasma-dynamic discharges in transverse supersonic air flows, *High Temperature*, 2006, vol. 44, no. 4, pp. 477–486.
22. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A., Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment, *Energies*, 2022, vol. 15, no 19, p. 7015. DOI 10.3390/en15197015
23. Schmidt B. E., Bathel B. F., Grauer S. J., Hargather M. J., Heineck J. T., Raffel M., Twenty-five years of background-oriented schlieren: advances and novel applications, *AIAA Journal*, 2025, vol. 63, no. 12, pp. 5028–5058. DOI 10.2514/1.J065669
24. Raffel M., Background-oriented schlieren (BOS) techniques, *Experiments in Fluids*, 2015, vol. 56, no. 3, p. 60. DOI 10.1007/s00348-015-1927-5
25. Znamenskaya I. A., Methods for Panoramic Visualization and Digital Analysis of Thermophysical Flow Fields. A Review, *Scientific Visualization*, 2021, vol. 13, no. 3, pp. 125−158. DOI: 10.26583/sv.13.3.13
26. Huang W., Pourkashanian M., Ma L., Ingham D.B., Luo S. Bin, Wang Z.G., Investigation on the flameholding mechanisms in supersonic flows: backward-facing step and cavity flameholder, *Journal of Visualization*, 2011, vol. 14, no. 1, pp. 63–74. DOI 10.1007/s12650-010-0064-8

27. Bolgar I., Scharnowski S., Kähler C. J., The effect of the Mach number on a turbulent backward-facing step flow, *Flow, Turbulence and Combustion*, 2018, vol. 101, no. 3, pp. 653–680. DOI 10.1007/s10494-018-9921-7
28. Luo Y., Han S., Wu C., Wang Y., Ma R., Li H., Source localization and feedback mechanism of the flapping mode in an underexpanded supersonic jet, *Aerospace Science and Technology*, 2025, p. 110770. DOI 10.1016/j.ast.2025.110770
29. Wang T., et al., Combustion mode transition and oscillation suppression in supersonic flow using hydrogen jet, *Proceedings of the Combustion Institute*, 2024, vol. 40, no. 1–4, p. 105361. DOI 10.1016/j.proci.2024.105361
30. Allison P. M., et al., Investigation of supersonic combustion dynamics via 50 kHz CH* chemiluminescence imaging, *Proceedings of the Combustion Institute*, 2017, vol. 36, no. 2, pp. 2849–2856. DOI 10.1016/j.proci.2016.08.039

Статья поступила в редакцию 4 августа 2026 г.