

Взаимодействие оптического разряда с ударной волной

© В.Н. Зудов, П.К. Третьяков

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: zudov@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 23 июня 2017 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования воздействия сфокусированного импульсно-периодического излучения CO_2 -лазера на газодинамическую структуру в сверхзвуковой струе. Излучение CO_2 -лазера распространялось поперек потока и фокусировалось линзой на оси сверхзвуковой струи. Для регистрации структуры течения применялась теневая схема со щелью и плоским ножом, расположенным вдоль потока. Изображение фиксировалось скоростной камерой со временем экспозиции $1.5 \mu\text{s}$ и частотой кадров 1000 1/s. В потоке визуализирована инициированная импульсно-периодическим лазером плазма для того, чтобы выявить и определить период плазменного развития, а также движение начального фронта ударной волны. Показано, что при поперечном вводе лазерного излучения в поток образуется периодическая структура теплового следа с формированием нестационарной ударной волны от зоны энерговыделения. При малых частотах следования импульсов лазерного излучения взаимодействие теплового пятна с потоком происходит в импульсном режиме. Показано, что только при малых дозвуковых скоростях потока и в неподвижной атмосфере образуются эллиптические нестационарные ударные волны. Экспериментально показан процесс нестационарного воспламенения оптическим разрядом метановоздушной смеси при дозвуковом истечении в неподвижную атмосферу. Результаты оптической визуализации свидетельствуют о горении в следе за областью оптического разряда.

DOI: 10.21883/JTF.2018.03.45589.2402

Введение

Когда лазерный луч фокусируется в маленьком объеме газа, газовые молекулы в фокальном объеме поглощают энергию и ионизируются. Некоторые элементы нестационарной картины формирования плазмы оптического разряда описаны в работах [1,2]. Существует порог интенсивности лазерного излучения, после которого мы можем в точке фокусировки наблюдать в газе появление нестационарной плазмы. Величина порога зависит от фокусного расстояния, расхождения лазерного луча и давления газа. Это явление обычно называют оптическим разрядом. Исследования лазерной искры проводятся начиная с 1963 г., однако в последние годы в связи с появившимися новыми прикладными задачами интерес к данной теме возрастает. К таким задачам прежде всего относятся лазерная искровая спектроскопия (LIBS) [2], локальное управление сверхзвуковым потоком [3], уменьшение сопротивления в сверхзвуковых и гиперзвуковых потоках [4–7], воспламенение, стабилизация и повышения эффективности процессов горения топливовоздушных смесей и твердых топлив [2,8–10]. Наряду с более широким применением к лазерной микрохирургии ударно-волновой литографии крайне необходимо более глубокое понимание развития ударной волны, вызванной оптическим разрядом. Лазерная искра использовалась и как источник рентгеновского излучения, и как источник ультрафиолетовой радиации в разреженных газах. Она также способна воспламенить топливовоздушные смеси или даже погасить распространение пламени. К сожалению, из-за сложности явления

механизм вызванного лазером плазменного развития ударной волны изучен недостаточно.

Отметим также, что лазерное излучение и вызванное им объемное энерговыделение в заданной области сверхзвукового или дозвукового потока позволяют изменять структуру течения и интенсивность ударных волн. Как правило, в практических приложениях используется остросфокусированное лазерное излучение, и характеристики возникающей от этого плазмы являются одним из факторов, определяющим режим взаимодействия лазерной плазмы и окружающей движущейся внешней среды.

Для того чтобы понять явления, вызванные оптическим разрядом, необходимо изучение всей последовательности этапов развития лазерной плазмы. Укажем временные стадии развития плазмы оптического разряда: возникновение, расширение, гашение. Начальная стадия формирования плазмы лазерным излучением подобна электрическому искровому разряду. Но есть несколько важных различий. Так, лазерная искра обычно занимает меньший объем и она имеет меняющуюся во времени пространственную структуру. Кроме того, оптический разряд подвержен воздействию различных параметров, таких как изменение структуры лазерной моды, оптическая абберация при фокусировании лазерного луча и т.д.

Длительное квазистационарное воздействие на структуру сверхзвукового течения может быть осуществлено при использовании CO_2 -лазера. Его преимущества в экспериментальном моделировании связаны с возможностью формирования импульсно-периодического режима генерации с высокой частотой следования импульсов в течение длительного, практически неограниченного

времени [4,5,11]. Такая задача была решена в совместной работе ИТПМ СО РАН и ИЛФ СО РАН [4,5] путем использования импульсно-периодического излучения CO_2 -лазера со средней мощностью 1–2.5 kW и частотой следования импульсов $f = 12\text{--}100\text{ kHz}$. Лазерное излучение фокусировалось на оси сверхзвукового потока аргона в расчетном $M = 2$ режиме истечения при статическом давлении 0.6 atm. Вследствие высокой интенсивности импульсов излучения происходил оптический пробой среды, и в потоке формировалась пульсирующая плазма с частотой следования лазерных импульсов. Длительность лазерных импульсов ($\tau = 1.1\text{ }\mu\text{s}$) была значительно меньше интервала времени t между ними (от $10\text{ }\mu\text{s}$ и более), поэтому в потоке периодически происходило практически „мгновенное“ образование плазмы протяженностью L , которая к моменту следующего импульса смещалась вниз по течению на расстояние ut или u/f . Условие слияния плазменных областей за время t при их слабом осевом расширении можно выразить приближенным равенством $u/f \approx L$. При известных параметрах u и L этим соотношением определяется пороговая частота $f \approx u/L$ перехода от нестационарного к квазистационарному характеру изменения параметров в тепловом следе за плазменным энергоисточником. Важно отметить, что этот результат не зависит от механизмов формирования оптического разряда, поскольку выполняется условие короткой длительности импульса излучения $\tau/t \ll 1$ при значительной протяженности плазмы. Полученный вывод подтверждается результатами экспериментов [4,5] и расчетами [6]. Таким образом, характер влияния энергоисточника на сверхзвуковое течение зависит от частоты. Он может меняться от нестационарного, при низкой частоте, до квазистационарного при высокой частоте импульсов.

Существуют два механизма, ответственные за инициирование лазер-индуцированной плазмы: многофотонная ионизация [12] и туннельный эффект. Оба процесса самодостаточны, это означает, что они не требуют присутствия свободных электронов. Это имеет особое значение, учитывая то обстоятельство, что вероятность существования свободных электронов, произведенных естественным фоновым излучением в фокальном объеме, очень мала. Поэтому многофотонная ионизация и туннельный эффект играют важную роль в появлении первых свободных электронов. После этого более эффективные механизмы, такие как обратное тормозное излучение, становятся преобладающими.

Эффекты перестройки течений с ударными волнами при их взаимодействии с локальными возмущениями (температурными, скоростными и т.д.) в потоке известны достаточно давно. Взаимодействие ударных волн с такого типа возмущениями потока вызывает интерес у исследователей в связи с обнаружением эффектов существенного изменения газодинамической структуры течения. Эти эффекты могут оказывать вредное воздействие на характеристики процесса, например, на

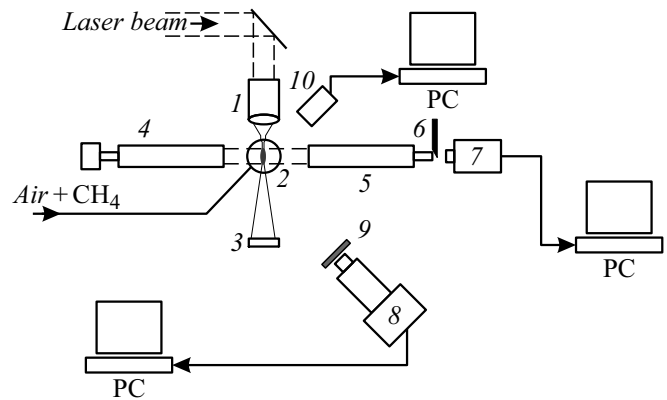


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — линзы, 2 — горелка (сверхзвуковое сопло), 3 — поглотитель, 4, 5 — шлирен-система, 6 — нож, 7 — высокоскоростная камера, 8 — камера спектроскопической съемки, 9 — интерференционный фильтр, 10 — CCD-камера.

эффективность сжатия потока в воздухозаборнике авиационного двигателя. С другой стороны, они могут быть использованы для управления процессами стабилизации пламени и создания новых способов интенсификации смешения топлива с воздухом. Одним из интересных результатов взаимодействия сильных ударных волн с локальным возмущением является разрушение течения с появлением дозвуковой области, в которой возможно образование рециркуляционной зоны. Предполагается, что изменение в газодинамической структуре, вызванное энергетическим воздействием, может привести к появлению дополнительных эффектов, которые могут быть использованы для управления течением.

Цель предлагаемого исследования: получение информации о газодинамической структуре взаимодействия ударных волн с зоной локального энерговыделения, сформированного оптическим разрядом; изучение возможных режимов взаимодействия в зависимости от скорости набегающего потока. В настоящей работе влияние лазерного энергоисточника на сверхзвуковой поток было исследовано методами аэрофизического эксперимента. Шлирен-метод с импульсным и стационарным источниками света был использован для того, чтобы определить нестационарную и квазистационарную структуры течения.

Схема эксперимента

Для образования лазерной плазмы оптического пульсирующего разряда (ОПР) применялся электроразрядный CO_2 -лазер ЛОК-ЗСГУ [11], который в опытах обеспечивал импульсно-периодический режим излучения с частотой следования импульсов до 60 kHz и средней мощностью до 2.5 kW. Электроразрядный CO_2 -лазер располагал возможностью генерации как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме

с частотой $10^2\text{--}10^5$ 1/s и длительностями импульсов $3 \cdot 10^{-3}\text{--}10^{-9}$ s. Лазер имеет возможность перестройки по спектру генерации, обладает высокими параметрами по качеству излучения, что позволяет получать высокие плотности мощности на выбранных линиях генерации. Это важно при проведении экспериментов по управлению процессами горения. Излучение CO_2 -лазера распространялось поперек потока и фокусировалось линзой ($f = 63$ mm) на оси сверхзвуковой струи на заданном расстоянии от среза сопла. Материал линзы ZnSe, показатель преломления на длине волны $10.6\ \mu\text{m}$, $n = 2.403$. Расстояние от среза сопла в ходе экспериментов варьировалось. Воздушная или метановоздушная смесь подавалась в форкамеру, проходя через систему измерения расхода. Форкамера имела внутренний диаметр 80 mm и длину 95 mm. Для формирования сверхзвукового потока газа было использовано коническое сопло. Диаметры критического и выходного сечений равны 15.5 и 20 mm соответственно. Расстояние между указанными сечениями 25 mm. Максимальное давление в форкамере 8 atm, температура 290 K. Значение числа Маха на выходе из сопла равнялось $M = 2.0$. При мощности импульсно-периодического излучения лазера, превышающей пороговое значение в области фокуса, в потоке зажигался ОПР. Изображение фиксировалась скоростной камерой со временем экспозиции $1.5\ \mu\text{s}$ и частотой кадров 1000 1/s. Яркое собственное свечение возникающей плазмы и высокая частота следования импульсов накладывают определенные требования к системе визуализации течения. Для удобства транспортировки излучения применялся световод. При визуализации структуры течения была использована теньевая схема со щелью и плоским ножом, расположенным вдоль потока. В остальном схема регистрации типична при реализации шпирен-метода визуализации течения. Фотография и скоростная съемка дают пространственную диагностику явления, обеспечивая двумерные мгновенные снимки трехмерного процесса оптического разряда. Эта способность становится существенной для гидродинамического понимания распространения оптического разряда и его рассеивания.

В предварительно перемешанном потоке топлива и окислителя была исследована возможность инициирования горения плазмой оптического разряда. Горение в потоке поддерживается за счет высокой концентрации активных радикалов (O, H, OH, CH, C_2 и др.), образующихся в плазме оптического разряда. Применялась камера высокого пространственного разрешения с усилителем изображения, с частотой кадров 10 1/s и экспозицией 0.8 ms. При работе лазера в экспериментах было использовано два режима: первый — импульсно-периодический, второй — пакетный. Во втором режиме частота в пакете была задана $f_1 = 60$ kHz, частота следования пакетов $f_2 = 5$ kHz (в пакете 6 импульсов). На рис. 1 представлена схема эксперимента.

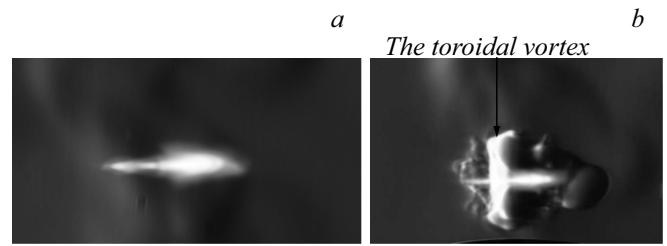


Рис. 2. Оптический разряд в неподвижном воздухе.

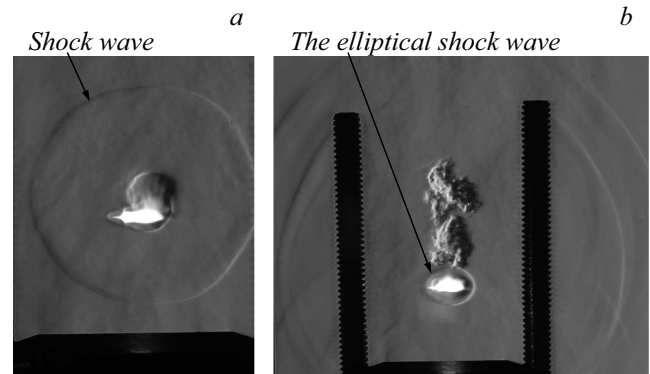


Рис. 3. Иницирование воспламенения метана в дозвуковом потоке.

Результаты оптической регистрации

В оптической схеме визуализации структуры течения применялся искровой источник подсветки (экспозиция 10^{-6} s) с регистрацией на цифровой фотоаппарат. Было рассмотрено пять случаев энергоподвода к газовой среде с использованием оптического разряда: 1) энергоподвод в неподвижном воздухе, 2) энергоподвод к метановоздушной смеси в дозвуковом потоке, 3) взаимодействие оптического разряда с наклонной ударной волной, 4) энергоподвод перед прямым скачком в недорасширенной струе, 5) энергоподвод за прямым скачком.

Подвод энергии к газу с использованием сфокусированного лазерного луча имеет некоторые особенности. Перечислим эти особенности в порядке их формирования во времени: 1) начальное образование электронов при многофотонной ионизации, 2) ионизация газа в фокальной области с каскадным образованием электронов, 3) поглощение и отражение лазерной энергии газообразной плазмой, 4) быстрое расширение плазмы и формирование детонационной волны, 5) распространение детонационной волны в окружающей газ и затухание плазмы в фокальной области [3,13,14].

Указанные пункты более характерны при формировании в газе одиночного лазерного импульса. Однако для импульсно-периодического энергоподвода картина несколько иная. На нее сильное влияние оказывает частота импульсно-периодических падающих сигналов лазера. Так, в зависимости от частоты затухание образующейся в результате оптического разряда плазмы может

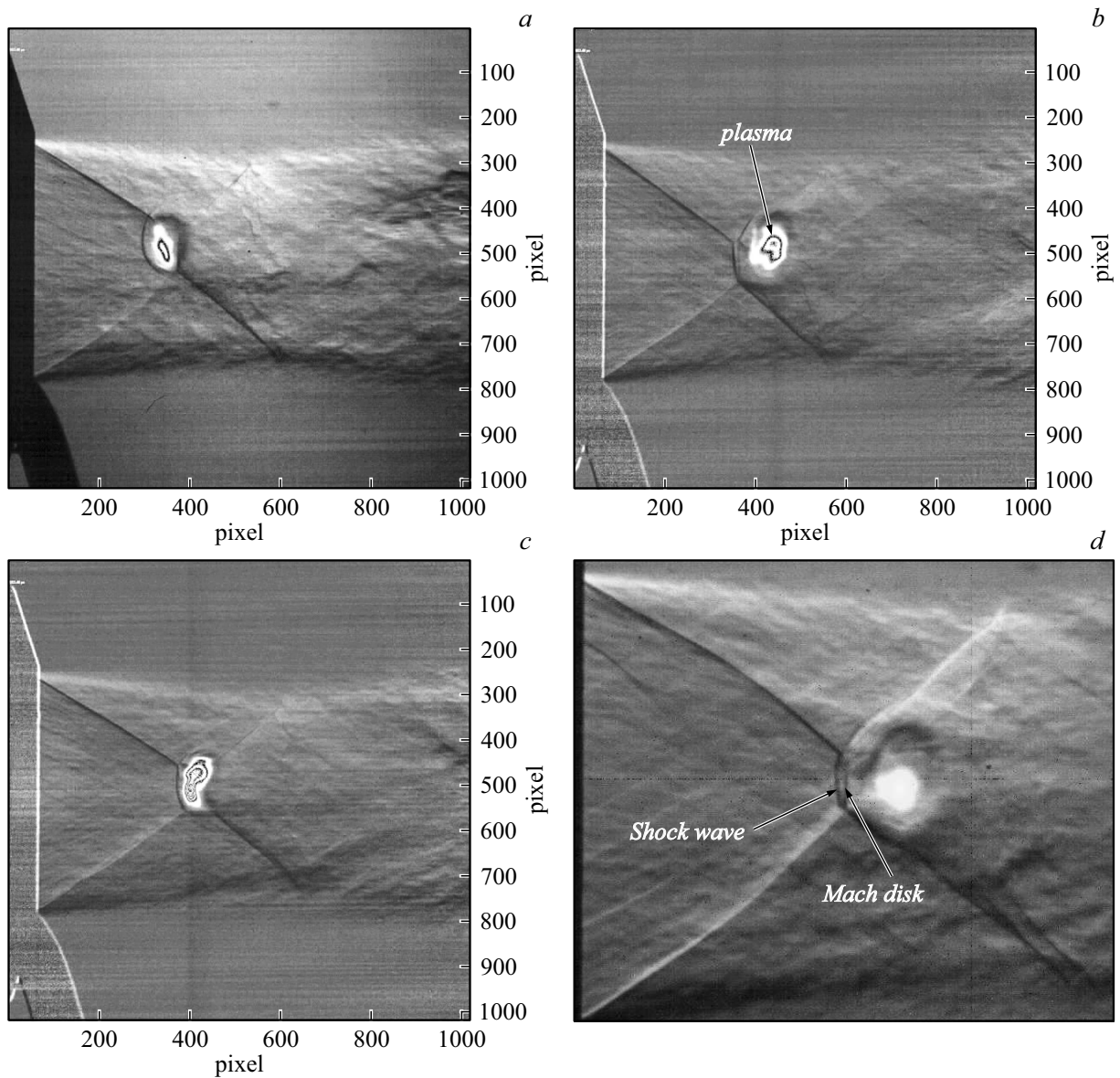


Рис. 4. Оптический разряд в сверхзвуковой струе.

не происходит. На рис. 2 приведены иллюстрации шпирен-фотографий оптического разряда в неподвижном воздухе. На рис. 2, *a* показана начальная фаза развития оптического разряда. Видна классическая лазерная искра. Однако с увеличением времени вид плазменного формирования меняется. Заключительная форма импульсно-периодического оптического разряда показана на рис. 2, *b*. Наблюдается вихревое тороидальное кольцо, сформированное асимметричным плазменным формированием в неподвижном воздухе. Это явление, образование вихревых колец, ранее было зафиксировано в экспериментах [9,13–17]. В экспериментах с оптическим разрядом в движущемся потоке подобные конфигурации не наблюдались. Как показано в численном эксперименте [6], вихревые структуры в сверхзвуковом потоке существуют только на границе плазменного обра-

зования. Эксперименты свидетельствуют о качественном изменении формы светящейся области при изменении скорости потока от дозвуковой до сверхзвуковой [4,5]. С ростом скорости потока граница светящейся области приобретает обтекаемую форму. Это характерно для ОПР реализованного по потоку [4,5]. В ОПР реализованном поперек потока, форма плазменной области меняется. Она не имеет ярко выраженной обтекаемой формы. Однако для малых дозвуковых скоростей, при поперечном энергоподводе, эллиптическая (обтекаемая) форма все еще существует. На рис. 3–6 показана форма плазменной области при поперечном импульсно-периодическом энергоподводе при дозвуковой (рис. 3) и сверхзвуковой скорости. Визуализация потока позволила получить сведения о его характерных особенностях взаимодействия с импульсно-периодическим плазмен-

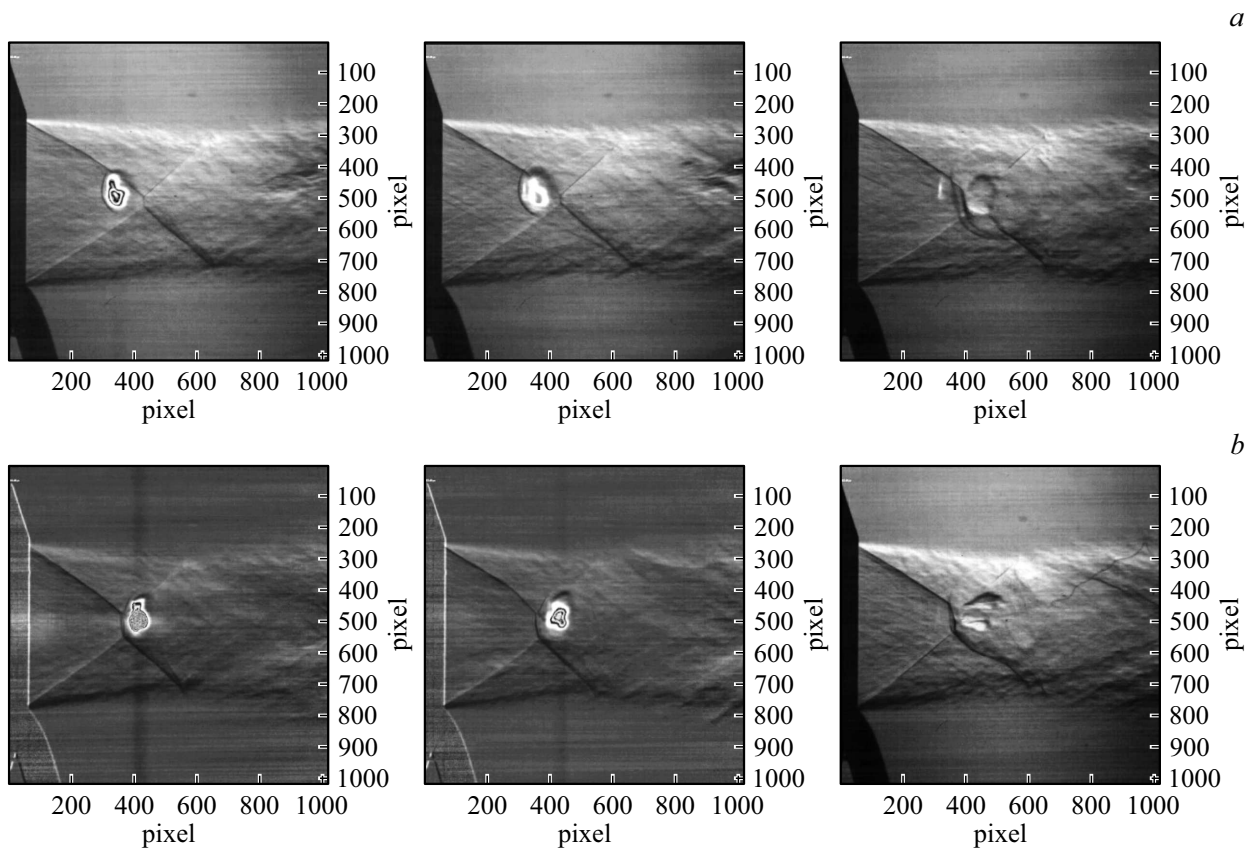


Рис. 5. Теневая регистрация оптического разряда во времени. *a* — оптический разряд в сверхзвуковом потоке, *b* — в дозвуковом потоке.

ным теплоисточником. На рис. 3 показана структура течения вокруг плазменного формирования при скорости метановоздушного потока, равной 40 m/s. Был использован второй пакетный режим (частота в пакете была задана $f_1 = 60$ kHz, а частота следования пакетов $f_2 = 5$ kHz (в пакете 6 импульсов)). Нестационарный характер течения проявляется генерацией исходящих из области пробоя ударных волн с меняющейся во времени конфигурацией.

На рис. 3, *a* показан начальный этап формирования эллиптической ударной волны вокруг плазмоида. Видно, ударная волна еще не имеет эллиптическую форму, а только повторяет форму плазмоида. После воспламенения вызванная лазерным излучением плазма продолжает расширяться в окружающий газ. Как видно на снимках, подвод лазерной энергии происходит не только в одном определенном месте, а и на некотором участке вдоль оптической оси. Это приводит к удлинённой плазме, которая производит ударную волну сплюсненной формы, как показано на фото рис. 3, *a*. Далее с увеличением времени (рис. 3, *b*) форма ударной волны становится эллиптической. В дальнейшем происходит трансформация эллипса в круг. На рис. 3, *a* виден круг от одного лазерного импульса, а на рис. 3, *b*, на периферии области, видны два круга от двух импульсов.

Со временем интенсивность ударной волны уменьшается и она превращается в звуковое возмущение. За областью энергоподвода развивается тепловой след. Его структура и параметры зависят от подводимой мощности и частоты следования энергоимпульсов. При увеличении частоты образуется характерная квазистационарная структура теплового следа и его особенностью является слияние следующих друг за другом зон тепловых неоднородностей [6,8]. С увеличением расстояния эти зоны размываются, граница следа становится менее определенной. Визуализация осредненной картины течения показывает, что за видимой областью разряда наблюдается слабо светящийся след без заметных неоднородностей и с уменьшающейся интенсивностью свечения вниз по потоку. Однако поперечный импульсно-периодический подвод энергии вносит свои коррективы в этот процесс. Слияние следующих друг за другом тепловых неоднородностей происходит при более высоких частотах следования падающих сигналов. Так, если при энергоподводе по потоку образование квазинепрерывного происходило при частоте $f = 45$ kHz, то при поперечном энергоподводе это не наблюдается и при 60 kHz. Видны отдельные тепловые пятна (рис. 6). В пространстве за границей струи наблюдаются периодические звуковые возмущения, частота которых

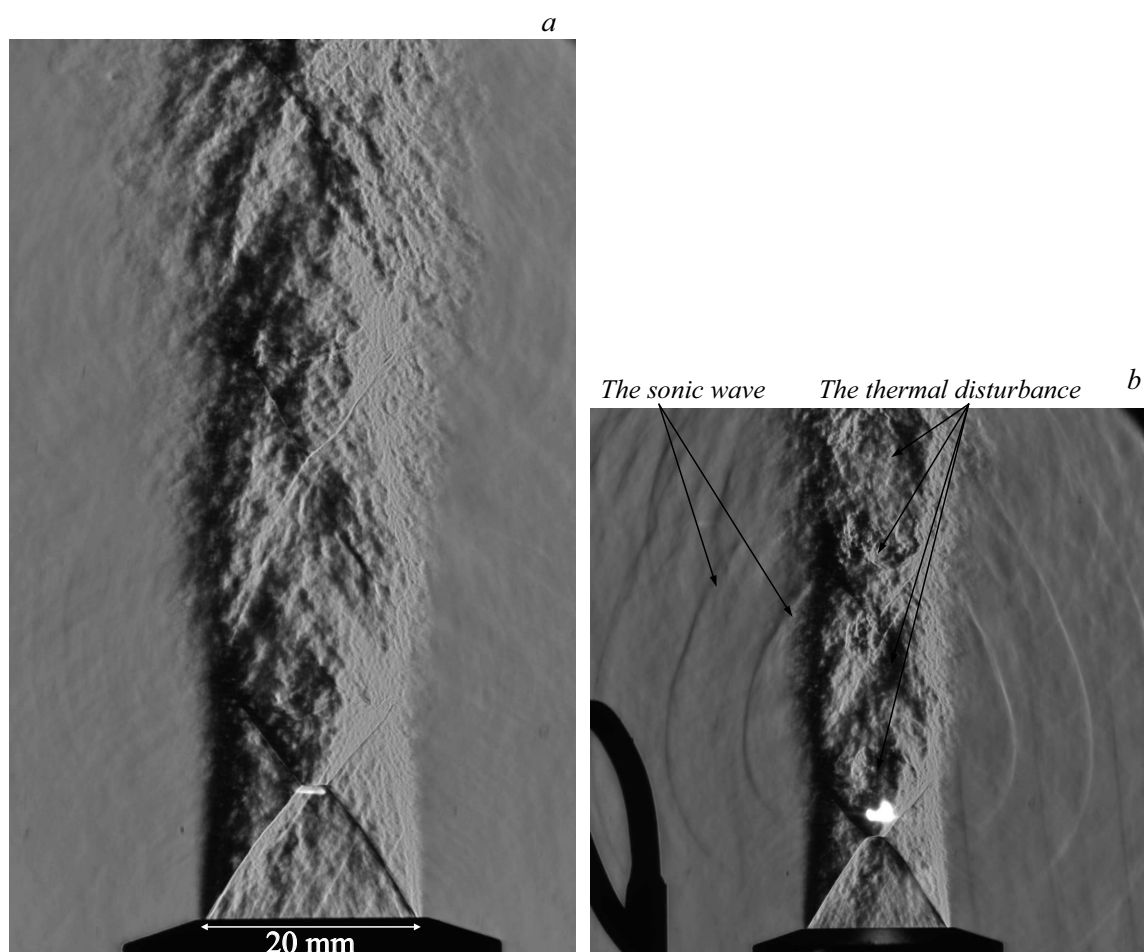


Рис. 6. Оптический разряд в сверхзвуковой струе. *a* — в сверхзвуковом потоке, *b* — за прямым скачком.

соответствует частоте следования лазерных импульсов (рис. 6, *b*).

На рис. 4, *a–d* показана последовательность кадров для оптического разряда, находящегося вверх и вниз по потоку от диска Маха в недорасширенной сверхзвуковой струе. На рис. 4, *a* представлено взаимодействие оптического разряда с наклонной ударной волной. Перед оптическим разрядом возникает нестационарная ударная волна, которая взаимодействует с наклонной ударной волной. Перед оптическим разрядом и за ним наблюдается наклонная ударная волна от сверхзвуковой нерасчетной струи. В области оптического разряда наклонная ударная волна не наблюдается.

Взаимодействие оптического разряда с контактным разрывом за диском Маха показано на рис. 4, *b*. Видно значительное изменение структуры течения. Если раньше контактный разрыв был почти параллелен оси симметрии сопла, то теперь можно отметить его значительное отклонение. Наблюдается сложная конфигурация ударных волн. Из нижней тройной точки исходят две направленные вверх ударные волны. В верхней части одной из них формируется тройная точка.

На рис. 4, *c* показана структура течения, когда оптический разряд находится на диске Маха. Плазмоид полностью находится на диске Маха, но его структура не наблюдается. Однако видна структура наклонных ударных волн. Это ударная волна, приходящая на прямой скачок, и уходящая наклонная ударная волна. На рис. 4, *d* показан импульсно-периодический оптический разряд, расположенный за диском Маха. Происходит взаимодействие стационарного диска Маха с нестационарной ударной волной, создаваемой оптическим разрядом. Положение диска Маха практически не изменилось. А нестационарная ударная волна прошла сквозь диск Маха и остановилась в сверхзвуковой области струи (рис. 4, *d*). Похожая картина получена в [18], где исследовалось взаимодействие нестационарной ударной волны (созданной плазмоидом) с ударной волной, возникающей перед затупленным телом при обтекании его сверхзвуковым потоком. Были выполнены эксперименты с лазерной искрой, удаленной на большее расстояние вверх по течению от диска Маха. Если рассматривать это во времени при малых частотах, то сначала созданная оптическим разрядом нестационарная ударная волна расширяется, а затем взаимодействует с диском Маха. После окончания

лазерного импульса плазма остывает и на ее месте образуется тепловое пятно, которое, смещаясь вниз по течению, взаимодействует с диском Маха.

На рис. 5 приведены иллюстрации шлирен-фотографий оптического разряда перед прямым скачком и за ним. Поэтапно (во времени) показаны шлирен-изображения лазерного оптического разряда. Снимки свидетельствуют о качественном изменении формы и состояния светящейся области при увеличении времени. Детали структуры хорошо видны на теневых фотографиях течения. Их анализ показывает, что в потоке образуется плазменная область, о чем свидетельствует возникновение ударных волн почти эллиптической формы. Размеры области, за которой развивается тепловой след, составляют 2.0–5.0 мм. Периодический характер следа зависит от частоты импульсов. Проведенные оценки показывают, что при частоте $f = 120$ kHz след становится квазинепрерывным.

На рис. 5 приведены иллюстрации шлирен-фотографий оптического разряда в дозвуковом и сверхзвуковом потоках ($f = 60$ kHz). Поэтапно (во времени) показаны шлирен-изображения изменения состояния лазерного оптического разряда. Снимки свидетельствуют о качественном изменении формы и состояния светящейся области с увеличением времени. На верхней части рис. 5, а представлена эволюция разряда во времени в сверхзвуковом потоке. Была выявлена внутренняя структура сверхзвуковой затопленной струи, состоящая из скачков уплотнения, плазмоида и тепловых неоднородностей в следе за ним. Показан процесс возникновения и затухания ограниченной области плазмы (плазмод) во времени. На этом же снимке наблюдается предыдущий плазмод, который существенно охладился и превратился в тепловую неоднородность с сильно пониженной температурой. Далее тепловое пятно сносится вниз по потоку. Расстояние между возникшим плазмодом и сместившимся вниз по потоку тепловым пятном видно на верхней части рис. 5, а. Детали структуры течения хорошо видны на теневых фотографиях. Из анализа снимков следует, что в потоке образуется ограниченная область плазмы, о чем свидетельствует возникновение ударных волн почти эллиптической формы. Размеры плазменной области составляют 3.0–5.0 мм; за ней развивается периодический тепловой след. Периодический характер следа зависит от частоты импульсов. Проведенные оценки показывают, что при частоте $f = 120$ kHz след становится квазинепрерывным.

Были проведены эксперименты с гомогенной метановоздушной смесью (рис. 3). С использованием скоростной камеры зафиксирован нестационарный процесс инициирования плазмодом горения в потоке метановоздушной смеси, истекающей из конического сопла со скоростью 40 м/с. Эксперименты были выполнены без использования механических стабилизаторов пламени. Гомогенная метановоздушная смесь истекала в затопленное пространство. Были рассмотрены режимы с коэффициентом избытка воздуха в диапазоне $\alpha = 0.7–1.2$.

На рис. 3 показан нестационарный процесс воспламенения метановоздушной смеси в дозвуковом потоке. Он начинается с образования высокотемпературного газового пузыря, находящегося на верхней части плазмоида. Интенсивность фронта этого нестационарного образования довольно значительна. В дальнейшем формируется область горения (рис. 3, б). Получено интенсивное стабильное горение метановоздушной смеси в дозвуковом потоке.

Заключение

Экспериментально исследован процесс взаимодействия плазмы, созданной оптическим разрядом, с прямым скачком уплотнения и наклонной ударной волной в сверхзвуковой струе.

Разработана и апробирована методика оптических измерений для регистрации структуры течения при взаимодействии сверхзвукового потока с импульсно-периодическим тепловым источником. В потоке визуализирована инициированная импульсно-периодическим лазером плазма для того, чтобы выявить и определить период раннего плазменного развития, а также движение начального фронта ударной волны.

Показано, что при поперечном вводе лазерного излучения в поток образуется периодическая структура теплового следа с формированием нестационарной ударной волны от зоны энерговыделения. При малых частотах следования импульсов лазерного излучения взаимодействие теплового пятна с потоком происходит в импульсном режиме. Показано, что только при малых дозвуковых скоростях потока и в неподвижной атмосфере образуются эллиптические нестационарные ударные волны.

В отличие от оптического разряда, созданного по потоку, при поперечном вводе лазерного излучения в поток для образования квазинепрерывного следа необходимы частоты следования, примерно вдвое превышающие частоты при продольном вводе лазерного излучения в поток. Экспериментально показан процесс нестационарного воспламенения оптическим разрядом метановоздушной смеси при дозвуковом истечении в неподвижную атмосферу. Результаты оптической визуализации свидетельствуют о горении в следе за областью оптического разряда.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 307 с.
- [2] Tran X.Phuoc // Opt. Laser. Engineer. 2006. Vol. 44. P. 351–397.
- [3] Yan H., Adelgren R., Boguszko M., Elliott G., Knight D. // AIAA-2003-1051. 2003.
- [4] Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. // Докл. РАН. 1994. Т. 336. № 4. С. 466–467.

- [5] Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Яковлев В.И. // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
- [6] Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В., Яковлев В.И. // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 5. С. 140–153.
- [7] Зудов В.Н. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 7. С. 46–51.
- [8] Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В. // Научная визуализация. 2016. Т. 8. № 2. С. 24–36.
- [9] Bradley D., Sheppard C.G.W., Suardjaja I.M., Woolley R. // Combustion and Flame. 2004. Vol. 138. P. 55–77.
- [10] Bradley D., Lung F.K.K. // Combustion and Flame. 1987. Vol. 69/1. P. 71–94.
- [11] Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г. и др. // Наука и нанотехнологии. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2007. С. 123–135.
- [12] Sorokin A. A., Bobashev S.V., Tiedtke K., Richter M // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2006. Vol. 39. L299–L304.
- [13] Dors I.G., Parigger C.G. // Appl. Opt. 2003. Vol. 42. N 30. P. 5978–5985.
- [14] Shankar Ghosh, Krishnan Mahesh. // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 605. P. 329–354.
- [15] Chen Y.-L., Lewis J.W.L., Parigger C. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2000. Vol. 67. P. 91–103.
- [16] Parigger C.G. Laser-induced breakdown in gases: experiments and simulation // Chapter 4 in A.W. Miziolek, V. Palleschi, I. Schechter, eds. Laser Induced Breakdown Spectroscopy (Cambridge University Press, NY). 2006.
- [17] Brieschenk S., Hruschka R., O'Byrne S., Kleine H. High-speed time-resolved visualisation of laser-induced plasma explosions // 28th Intern. Congress on High-Speed Imaging and Photonics. Ed. by Harald Kleine, Martha Patricia Butron Guillén, Proc. of SPIE Vol. 7126. 71260N.
- [18] Sasoh A., Ohtani T., Mori K. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 205004.