

В. Н. Зудов, П. К. Третьяков

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

zudov@itam.nsc.ru

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ СТРУЕ

Проведено экспериментальное исследование воздействия сфокусированного импульсно-периодического излучения CO₂-лазера на инициирование и развитие процесса распространения горения в до- и сверхзвуковом потоке гомогенной топливовоздушной смеси (CH₄ + air). Излучение CO₂-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 мкс и частотой кадров 1000 1/с. Показано, что при поперечном вводе лазерного излучения в поток образуется периодическая структура теплового следа с формированием головного скачка уплотнения от зоны энерговыделения. При малых частотах следования импульсов лазерного излучения взаимодействие теплового пятна с потоком происходит в импульсном режиме. 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.

Ключевые слова: оптический разряд, ударная волна, гомогенное горение, сверхзвуковая нерасчетная струя, теневая регистрация.

Введение

Когда лазерный луч фокусируется в маленьком объеме газа, газовые молекулы в фокальном объеме поглощают энергию и ионизируются. Нестационарная картина формирования плазмы оптического разряда показана 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 с 1963 г., однако в последние годы в связи с появившимися новыми прикладными задачами интерес к данной теме возрастает. К таким за-

дачам, 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], литография. 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. В связи с возможными приложениями необходимо более глубокое понимание развитие ударной волны, вызванной оптическим разрядом. К сожалению, из-за сложности явления механизм вызванного лазером плазмен-

ного развития ударной волны изучен недостаточно.

Отметим также, что лазерное излучение и вызванное им объемное энерговыделение в заданной области сверхзвукового или дозвукового потока, позволяет изменять в нужную сторону структуру течения и интенсивность ударных волн. Как правило, в практических приложениях используется острософокусированное 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 процесс, вызванный оптическим разрядом, требуется понимание начальных стадий различных процессов, вовлеченных во взаимодействие лазерного излучения с веществом, плазменное формирование и его последующее расширение. Начальная стадия формирования плазмы лазерным излучением подобна электрическому искровому разряду. Но есть несколько важных различий. Например, лазерная искра обычно занимает меньший объем, она нестационарна по своей природе и имеет меняющуюся во времени пространственную геометрию. Кроме того, оптический разряд подвержен воздействию различных параметров, таких как изменение структуры лазерной моды, оптическая аберрация при фокусировании лазерного луча и др.

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]. 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 кВт и частотой следования импульсов $f = 12$ –100 кГц. Лазерное излучение фокусировалось на оси сверхзвукового потока аргона в расчетном $M = 2$ режиме истечения при статическом давлении 0,6 атм. Вследствие высокой интенсивности импульсов излучения происходил оптический пробой среды, и в

потоке формировалась пульсирующая плазма с частотой следования лазерных импульсов. Длительность лазерных импульсов ($\tau = 1,1$ мкс) была значительно меньше интервала времени t между ними (от 10 мкс 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, 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 [4–6]. 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, ответственных за инициирование лазер-индуцированной плазмы: многофотонная ионизация 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.

В большинстве случаев невозможно произвести свободные электроны прямой фотоионизацией, потому что энергия фотона лазерного излучения обычно меньше, чем энергия ионизации. Вследствие этого формирование первых свободных электронов в фокусном объеме должно включать погло-

щение множественных фотонов, поэтому это явление называется «многофотонная ионизация». Первоначально возникшие электроны формируются вследствие многофотонной ионизации, когда фотоны падающего излучения воздействуют на атом. В этом процессе электронная плотность увеличивается линейно от времени. Сформировавшиеся электроны поглощают лазерную энергию вследствие обратного тормозного излучения, где свободный электрон в присутствии третьего тела поглощает энергию и переходит в возбужденное состояние. После многих таких взаимодействий электрон получает достаточную энергию для вероятного взаимодействия с нейтральными атомами. Полученная плазма отражает часть энергии падающего лазерного излучения. Эта энергия поглощается соседними молекулами вдоль лазерной оси в направлении лазерного источника. Молекулы становятся ионизированными и начинают отражать лазерную радиацию. Этот процесс продолжается, пока плазма не принимает форму эллипса. Столкновение энергичных электронов с тяжелыми частицами приводит к нагреванию газа. Кроме того, электронная плотность уменьшается вследствие рекомбинации электронов с ионами.

Эффекты перестройки течений с ударными волнами при их взаимодействии с различного типа локальными возмущениями потока известны достаточно давно. 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 этой работе влияние лазерного энергоисточника на сверхзвуковой поток было исследовано методами аэрофизического эксперимента. Шлирен-метод с импульсным и стационарным источником света был использован для того, чтобы определить нестационарную и квазистационарную структуру течения.

Схема эксперимента

Для образования лазерной плазмы оптического пульсирующего разряда (ОПР) применялся электроразрядный CO_2 -лазер ЛОК-ЗСГУ [8], который в опытах обеспечивал импульсно-периодический режим излучения с частотой следования импульсов до 60 кГц и средней мощностью до 2,5 кВт. Электроразрядный CO_2 -лазер располагал возможностью генерации как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме с частотой 10^2 – 10^5 1/с и длительностью импульсов 3×10^{-3} – 10^{-9} с. Лазер имеет возможность перестройки по спектру генерации, обладает высокими параметрами по качеству излучения, что позволяет получать высокую плотность мощности на выбранных линиях генерации. Это важно при проведении экспериментов по управлению процессами горения. Излучение CO_2 -лазера распространялось поперек потока и фокусировалось линзой ($f = 63$ мм) на оси сверхзвуковой струи на заданном расстоянии от среза сопла. Материал линзы ZnSe, показатель преломления на длине волны 10,6 мкм, $n = 2,403$. Расстояние от среза сопла в ходе экспериментов варьировалось. Топливовоздушная смесь подавалась в форкамеру, проходя через систему измерения расхода. Форкамера имела внутренний диаметр 80 мм и длину 95 мм. Для формирования сверхзвукового потока газа было использовано коническое сопло с диаметром на выходе 20 мм. Максимальное давление в форкамере 8 атм, температура 290 К. Значение числа Маха на выходе из сопла равнялось $M = 2$. 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 мкс и частотой кадров 1000 1/с. Яркое собственное свечение возникающей плазмы и высокая частота следования импульсов предъявляют определенные требования к системе визуализации течения. Для удобства транспортировки излучения применялся световод. При визуализации структуры течения была использована теневая схема со щелью и плоским ножом, расположенным вдоль потока. В остальном схема регистрации типична при реализации шлирен-метода визуализации течения. Фотогра-

фия и скоростная съемка дают пространственную диагностику явления, обеспечивая двумерные мгновенные снимки трехмерного процесса оптического разряда. Эта способность становится существенной для гидродинамического распространения оптического разряда и его рассеивания. С появлением новых скоростных камер CCDs стало возможно получить наносекундное разрешение, а также высокое пространственное разрешение и высокую чувствительность.

В предварительно перемешанном сверхзвуковом потоке топлива и окислителя горение поддерживается за счет образования оптического разряда в плазме, имеющей высокие концентрации активных радикалов (O,

H, OH, CH, C₂ и др.). Велась спектрозональная съемка на длине волны излучения радикала OH, CH, C₂. Применялась камера высокого пространственного разрешения с усилителем изображения, с частотой кадров 10 1/с и экспозицией 0,8 мс. Во избежание засветки от разряда область регистрации была ниже по потоку от места пробоя.

На рис. 1 представлена схема эксперимента. При работе лазера в экспериментах было использовано два режима: импульсно-периодический и пакетный. Во втором режиме частота в пакете была задана $f_1 = 60$ кГц, частота следования пакетов $f_2 = 5$ кГц (в пакете 6 импульсов). Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 2.

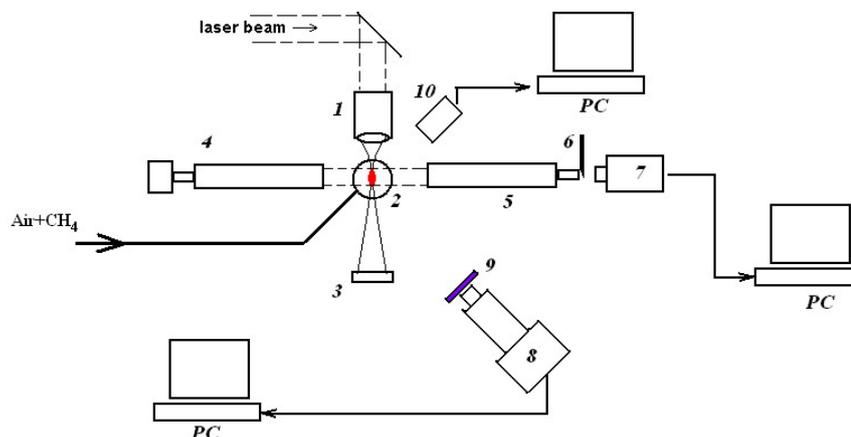


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – линзы; 2 – горелка (сверхзвуковое сопло); 3 – поглотитель; 4, 5 – шлирен-система; 6 – нож; 7 – высокоскоростная камера; 8 – камера спектрозональной съемки; 9 – интерференционный фильтр; 10 – CCD-камера



Рис. 2. Общий вид эксперимента

Результаты оптической регистрации

В оптической схеме визуализации структуры течения применялся искровой источник подсветки (экспозиция 10^{-6} с) с регистрацией цифровым фотоаппаратом. Было рассмотрено четыре случая энергоподвода к газовой среде с использованием оптического разряда: 1) энергоподвод в неподвижном воздухе, 2) взаимодействие оптического разряда с наклонной ударной волной, 3) энергоподвод перед прямым скачком в недорасширенной струе, 4) энергоподвод за прямым скачком.

Подвод энергии с использованием сфокусированного лазерного луча к неподвижному газу имеет некоторые особенности. Перечислим их в порядке формирования: 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 окружающий газ и затухание плазмы в фокальной области.

На рис. 3 приведены шпирен-фотографии оптического разряда в неподвижном воздухе. Показаны начальная фаза развития оптического разряда (рис. 3, а) и заключительная форма импульсно-периодического оптического разряда (рис. 3, б). Наблюдается вихревое тороидальное кольцо, сформированное асимметричным плазменным формированием в неподвижном воздухе. Это явление – образование вихревых колец, ранее было зафиксировано в экспериментах [10–13]. В движущемся потоке подобные конфи-

гурации не наблюдались. Как показано в численном эксперименте [12; 14], вихревые структуры в сверхзвуковом потоке существуют только на границе плазменного образования. Эксперименты свидетельствуют о качественном изменении формы светящейся области при изменении скорости потока от дозвуковой к сверхзвуковой. С ростом скорости потока граница светящейся области приобретает обтекаемую форму.

Детали структуры хорошо видны на фотографиях течения (рис. 4–6). Визуализация потока позволила получить сведения о характерных особенностях его взаимодействия с импульсно-периодическим плазменным теплоисточником. Нестационарный характер течения проявляется генерацией исходящих из области пробоя ударных волн с меняющейся во времени конфигурацией. На ранней стадии развития плазмоида ударная волна имеет эллиптическую форму, но с увеличением времени становится сферической. В этот период сила ударной волны изменяет более чем на два порядка величины. За областью энергоподвода развивается тепловой след. Его структура и параметры зависят от подводимой мощности и частоты следования энергоимпульсов. При переходе от частоты 45 к частоте 100 кГц образуется характерная квазистационарная структура теплового следа, и его особенностью является слияние следующих друг за другом зон неоднородности [6; 9]. С увеличением расстояния эти зоны размываются, граница следа становится менее определенной. Визуализация осредненной картины течения показывает, что за видимой областью разряда имеется слабо светящийся след без заметных неоднородностей и с уменьшающейся интенсивностью свечения вниз по потоку.

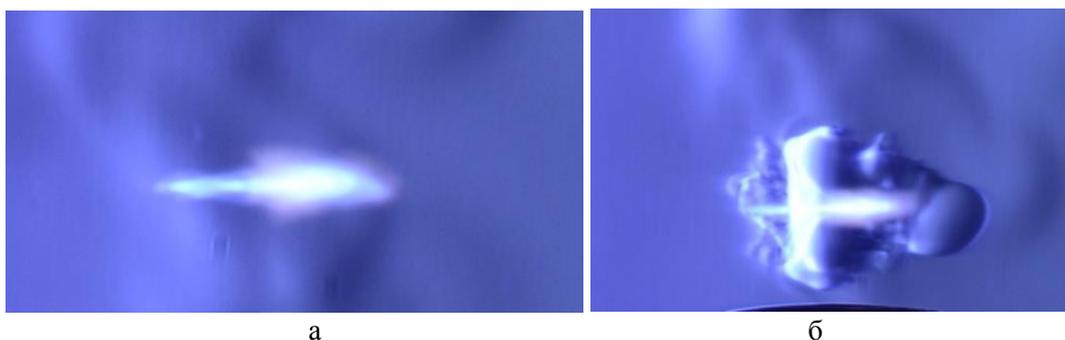
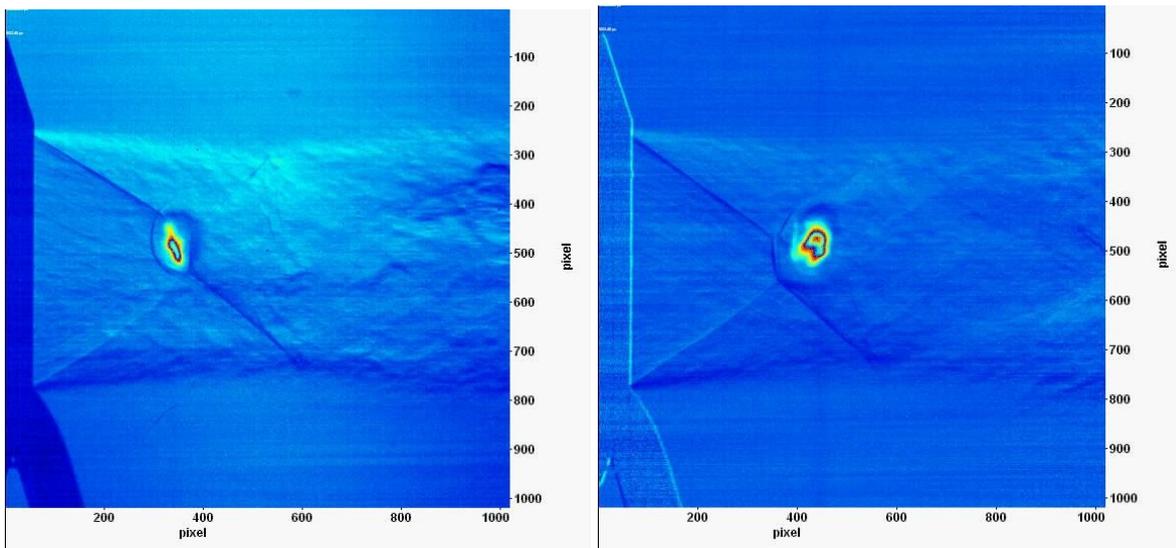
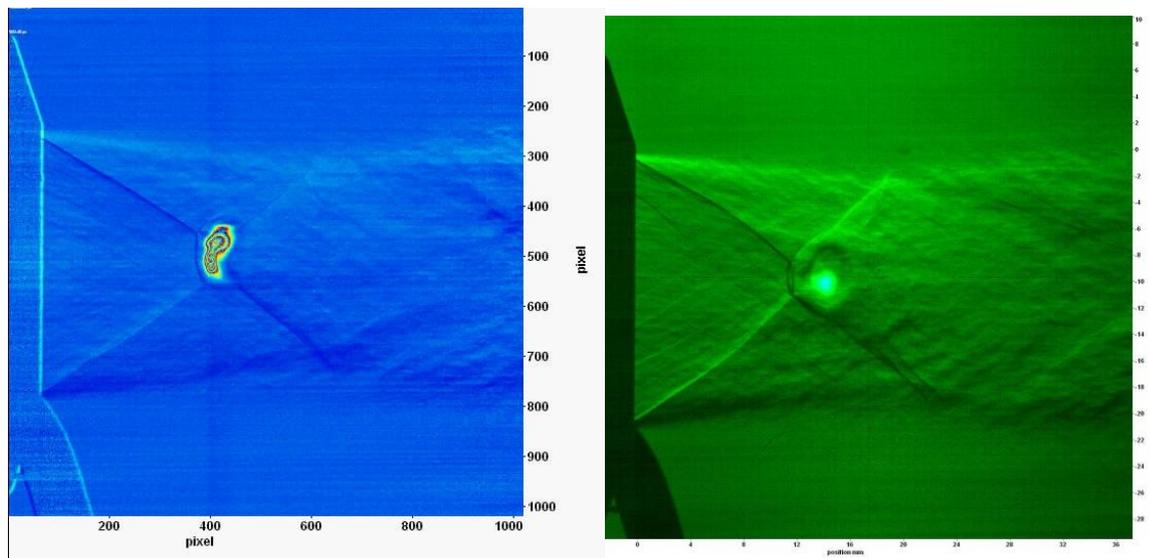


Рис. 3. Оптический разряд в неподвижном воздухе



а

б



в

г

Рис. 4. Оптический разряд в сверхзвуковой струе

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

ствие оптического разряда с контактным разрывом за диском Маха показана на рис. 4, б. Видно значительное изменение структуры течения. Если раньше контактный разрыв был почти параллелен оси симметрии сопла, то теперь мы видим его значительное отклонение. Кроме того наблюдается расщепление диска Маха. Из нижней тройной точки исходят две направленные вверх ударные волны. В верхней части одной из них формируется тройная точка.

Из рис. 4, в видно, что первый процесс, когда ударная волна от плазмоида взаимо-

действует с диском Маха, имеет небольшое влияние на него.

На рис. 4, в показана структура течения, когда оптический разряд находится на диске Маха. Плазмодид полностью 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, г 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.

Были выполнены эксперименты с лазерной искрой, удаленной на большее расстояние вверх по течению от диска Маха. Если рассматривать это во времени то сначала нестационарная ударная волна взаимодействует с диском Маха, и затем тепловое пятно взаимодействует с диском Маха. Наблюдались отдельные тепловые пятна, смещающиеся вниз по течению.

На рис. 5 приведены шлирен-фотографии оптического разряда в дозвуковом и сверхзвуковом потоках. Снимки свидетельствуют о качественном изменении формы и состояния светящейся области при увеличении времени. Детали структуры хорошо видны на фотографиях течения. Их анализ показывает, что в потоке образуется замкнутая область с очень высокой температурой. Об этом свидетельствуют исходящие из этой области ударные волны почти эллиптической формы. Размер области составляет 2–3 мм (при диаметре фокусировки 0,2 мм). Очень высокие температуры и давления получены в конце формирования плазмы. Это вызывает нестационарную ударную волну, которая распространяется в окружающую среду.

Были проведены эксперименты по иницированию воспламенения смеси метана в дозвуковом воздушном потоке (см. рис. 6). С использованием скоростной камеры зафиксирован нестационарный процесс иницирования плазмодидом 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 ис-

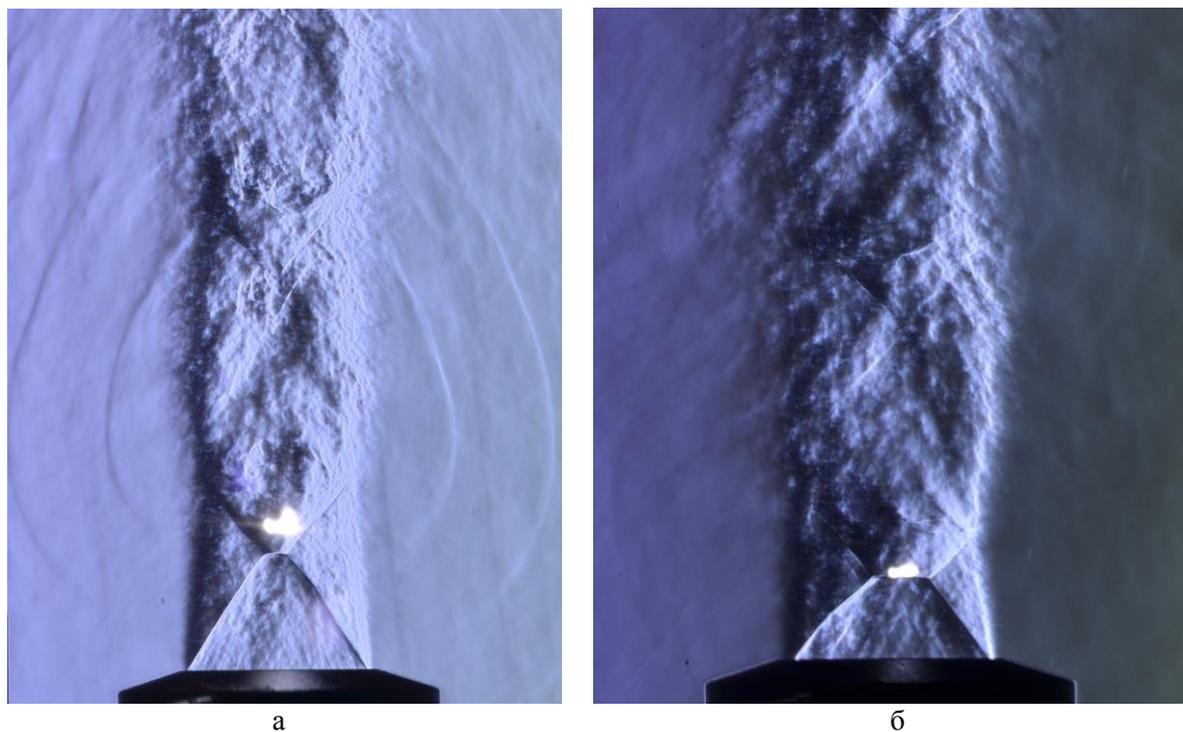


Рис. 5. Теневая регистрация течения:

а – оптический разряд в дозвуковом потоке, б – оптический разряд на прямом скачке уплотнения

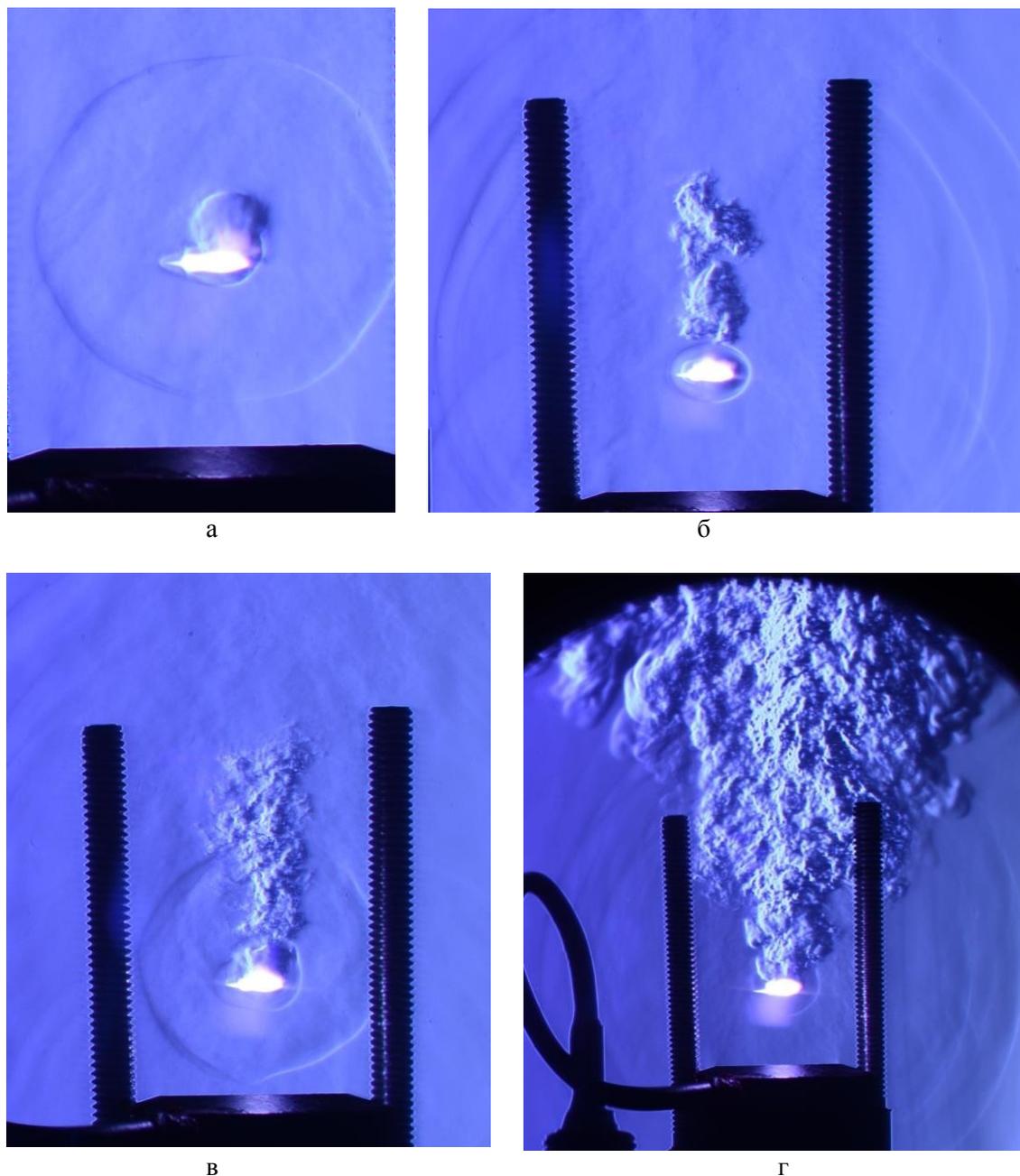


Рис. 6. Иницирование воспламенения метана в дозвуковом потоке

текала в затопленное пространство. Были рассмотрены режимы с коэффициентом избытка воздуха в диапазоне $\alpha = 0,7-1,2$.

На рис. 6 показан процесс воспламенения метановоздушной смеси в дозвуковом потоке. На рис. 6, а мы видим начальный этап формирования эллиптической ударной волны вокруг плазмоида: ударная волна еще не имеет эллиптическую форму, а только повторяет форму плазмоида. С течением вре-

мени (рис. 6, б) ударная волна имеет правильную эллиптическую форму, которая еще через некоторое время становится сферической (рис. 4, а-в). Нестационарный процесс воспламенения начинается с образования высокотемпературного газового пузыря, находящегося на верхней части плазмоида. Интенсивность фронта этого нестационарного образования довольно значительна. В дальнейшем формируется область горения

(рис. 6, б–г). Получено интенсивное стабильное горение метановоздушной смеси в дозвуковом потоке.

Заключение

Разработана и апробирована методика оптических измерений для регистрации структуры течения при взаимодействии сверхзвукового потока с импульсно-периодическим тепловым источником.

Показано, что при поперечном вводе лазерного излучения в поток образуется периодическая структура теплового следа с формированием головного скачка уплотнения от зоны энерговыделения. При малых частотах следования импульсов лазерного излучения взаимодействие теплового пятна с потоком происходит в импульсном режиме.

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.
2. Tran X. Phuoc. Laser-induced spark ignition fundamental and applications (Review) // Optics and Lasers in Engineering. 2006. No. 44. P. 351–397.
3. Yan H., Adelgren R., Boguszko M., Elliott G., Knight D. Laser Energy Deposition in Quiescent Air // AIAA-2003-1051, AIAA 41th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January, 2003.
4. Третьяков П. К., Грачев Г. Н., Иванченко А. И., Крайнев В. Л., Пономаренко А. Г., Тищенко В. Н. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // 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. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. 1996. Т. 351, № 3. С. 339–340.
6. Зудов В. Н., Третьяков П. К., Тупикин А. В., Яковлев В. И. Обтекание теплового источника сверхзвуковым потоком // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 5. С. 140–153.
7. Зудов В. Н. Воздействие импульсно-периодического энергоисточника на режимы обтекания тела сверхзвуковым потоком // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, вып. 7. С. 46–51.
8. Багаев С. Н., Грачев Г. Н., Пономаренко А. Г. и др. Лазерный плазмохимический синтез наноматериалов в скоростных потоках газов, первые результаты и перспективы развития метода // Наука и нанотехнологии. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2007. С. 123–135.
9. Зудов В. Н., Третьяков П. К., Тупикин А. В. Воспламенение и стабилизация оптическим разрядом гомогенного горения в высокоскоростной струе // Научная визуализация. 2016. Т. 8, № 2. С. 24–36.
10. Bradley D., Sheppard C. G. W., Suar-djaja I. M., Woolley R. Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers // Combustion and Flame. 2004. Vol. 138. P. 55–77.
11. Dors I. G., Parigger C. G. Computational fluid-dynamic model of laser-induced breakdown in air // Applied Optics. 2003. Vol. 42. No. 30. P. 5978–5985.
12. Chen Y.-L., Lewis J. W. L., Parigger C. Spatial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2000. Vol. 67. P. 91–103.
13. Parigger C. G. Laser-induced breakdown in gases: experiments and simulation // Laser Induced Breakdown Spectroscopy. Eds. A. W. Miziolek, V. Palleschi, I. Schechter. New York: Cambridge Uni. Press, 2006. Chapter 4
14. Shankar Ghosh, Krishnan Mahesh. Numerical simulation of the fluid dynamic effects of laser energy deposition in air // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 605. P. 329–354.

V. N. Zudov, P. K. Tretyakov

*S. A. Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

zudov@itam.nsc.ru

**IGNITION AND STABILIZATION BY THE OPTICAL DISCHARGE
OF HOMOGENEOUS BURNING IN HIGH-SPEED JET**

The experimental research of influence of focused impulsno-periodic radiation CO₂ – the laser on initiation and development of process of distribution of burning in to and a supersonic stream homogeneous fuel-air of mixes (CH₄ + air) is spent. Radiation CO₂-lasera extended across a stream and was focused by a lens on an axis of a supersonic stream. The shadow scheme was applied to registration of structure of a current with a crack and the flat knife located along a stream. The image it was fixed by the high-speed chamber in due course expositions 1.5 μs and frequency of shots 1000 1/s. It is shown, that at cross-section input of laser radiation in a flux the periodic structure of a thermal trace, with a forming of head jump of a gland from a band energy deposition is formed. At small frequencies of a resulting of pulses of laser radiation interaction of a thermal cloud with a flux occurs in a pulse mode. Is developmental process of non-stationary ignition by the optical category of a metano-air mix is shown at the subsonic expiration in motionless atmosphere. Results of optical visualization testify about burning in a trace behind a field of the optical category.

Keywords: the optical discharge, supersonic nonisobaric jet, schlieren registration, homogeneous combustion.

For citation:

Zudov V. N., Tretyakov P. K. Ignition and Stabilization by the Optical Discharge of Homogeneous Burning in High-Speed Jet. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 3, p. 24–33. (in Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-3-24-33