ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2023, том 49, № 6, с. 600–606

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 537.525.99,533.6.011.72

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА С НАКЛОННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

© 2023 г. И. В. Мурсенкова[a],*, И. Э. Иванов[a],, Ю. Ляо[a],***, А. Ф. Зиганшин[a],******

[a] *МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

**e-mail: murs_i@physics.msu.ru*

***e-mail: ivanovmai@gmail.com*

****e-mail: 565164346@qq.com*

*****e-mail: ziganshin.af19@physics.msu.ru*

Поступила в редакцию 05.10.2022 г.
После доработки 10.01.2023 г.
Принята к публикации 15.01.2023 г.

Экспериментально исследован распределенный поверхностный скользящий разряд длительностью 500 нс в сверхзвуковых потоках воздуха с наклонной ударной волной. Числа Маха потока составляли 1.18–1.68, плотность воздуха 0.02–0.45 кг/м^3. Разряд инициировался в режиме одиночного импульса. Ток разряда составлял около 1 кА при напряжении 25 кВ. Показано, что ток разряда и пространственно-временные характеристики излучения зависят от параметров локальной зоны разрежения в пограничном слое. В стационарном потоке с косым скачком уплотнения разряд формируется в виде одиночного канала. Анализ высокоскоростной теневой съемки потока после разряда показал, что одиночный канал разряда генерирует полуцилиндрическую волну. Сравнение экспериментальной динамики ударной волны с результатами численного моделирования течения на основе нестационарных уравнений Навье–Стокса показало, что величина выделяемой в разрядном канале тепловой энергии составляет 0.15–0.36 Дж.

Ключевые слова: наносекундный поверхностный скользящий разряд, сверхзвуковой поток, наклонная ударная волна, высокоскоростная теневая визуализация, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292123600164, **EDN:** VEYJSC

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия широко обсуждалось влияние электрических разрядов на высокоскоростные потоки [1–5]. В плазменной аэродинамике управление воздушным потоком может быть реализовано с помощью электрического разряда в качестве источника подводимой энергии и управляемых возмущений. Плазма поверхностных разрядов может применяться для управления пограничным слоем, локальными ударными волнами и отрывными зонами [1, 3–6]. Основным механизмом действия плазменного актуатора, основанного на воздействии диэлектрического барьерного разряда на низкоскоростные потоки, является пристеночное течение (ионный ветер) [3, 5]. Интерес к использованию наносекундных поверхностных разрядов для управления сверхзвуковым потоком возрастает. Быстрое выделение тепла в поверхностном разряде, генерируемом киловольтным импульсом наносекундной длительности, приводит к генерации ударных волн и развитию сложного поля течения [2, 6–9]. Поверхностные разряды наносекундной длительности позволяют воздействовать на течение и пограничный слой за счет нагрева газа и движения ударных волн. Вопрос об определении влияния наносекундного разряда на высокоскоростное течение за счет локального нагрева остается открытым [1, 3].

Поверхностный скользящий разряд, инициируемый импульсным напряжением со скоростью роста ~10^{11} В/с [10], представляет собой распределенный плазменный слой в виде системы параллельных каналов, скользящих по поверхности диэлектрика. Разряды такого типа используются в качестве плазменных электродов для предыонизации разрядного объема в газоразрядных и эксимерных лазерах [10, 11]. Поверхностный скользящий разряд развивается в тонком слое газа на границе раздела твердого и газообразного диэлектриков и дает значительный энерговклад в газ. При прорастании разрядных каналов реализуются высокие значения напряженности электрического поля E с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика [10] и достигаются существенные значения приведен-

ного электрического поля ($E/N \sim 10^{-15}$ В · м^2, N – концентрация молекул). Пробой газа характеризуется быстрым ростом тока и образованием ярко светящихся каналов в межэлектродном промежутке. Плазма завершенного скользящего разряда обладает высоким сопротивлением, которое остается высоким во время разряда и обеспечивает выделение почти всей энергии, запасенной в основной емкости [10]. Последующее падение напряжения определяется нагревом и тепловым расширением каналов. Сильноточная фаза разряда определяет энерговклад в приповерхностный слой газа. Толщина плазменного слоя уменьшается с ростом давления от 1 мм при давлении в несколько Торр до 0.1 мм при атмосферном давлении, и сравнима с толщиной пограничного слоя в ударной трубе [2, 12]. В спектрах излучения разряда в сверхзвуковых потоках наблюдаются полосы второй положительной системы молекулярного азота ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$-переход), интенсивные эмиссионные линии атомарного кислорода, азота, водорода, континуальное излучение [2, 8]. Концентрация электронов в разряде, рассчитанная по штарковскому уширению линии водорода H_α, составляла $(2–6) \times 10^{14}$ см$^{-3}$ в неподвижном воздухе [8]. В предположении, что континуум обусловлен тормозным излучением, средняя энергия электронов в плазме разряда оценивалась в 1.8–2.2 эВ [8]. По окончании тока наблюдается послесвечение каналов со временем затухания ~1–3 микросекунды, аналогично результатам [7].

Разряд сопровождается образованием ударных волн, вызванных быстрым вводом энергии в ограниченный объем [2, 12]. Динамика ударных волн после инициирования разряда была подробно изучена в неподвижном воздухе и в однородных трансзвуковых и сверхзвуковых потоках [2, 6, 12]. Фронты ударных волн формируются в течение 1–5 мкс в результате интерференции ударных волн от дискретных каналов разряда. Во всех случаях через 5–10 мкс после разряда образуется почти плоский огибающий фронт ударной волны.

Инициирование поверхностного скользящего разряда в газодинамическом потоке в ударной трубе позволяет экспериментально моделировать импульсный поверхностный энерговклад в области пограничного слоя [2, 6, 12, 13], который имеет малую длительность по сравнению с характерным газодинамическим временем. При определении энерговклада в газ одним из методов является анализ движения ударных волн, возникающих вблизи зоны разряда [2, 6]. Сравнение экспериментальной и моделируемой динамики ударных волн в неподвижном воздухе и в однородных потоках показало, что 0.05–0.22 Дж энергии разряда преобразуется в тепловую энергию в течение одной микросекунды [2, 12–14]. Показано, что эта энергия сопоставима с энтальпией потока и может привести к существенной модификации течения в пограничном слое.

Актуальным в настоящее время остается описание режимов разряда в сверхзвуковых потоках, определение параметров плазмы, величины тепловыделения и оценки влияния разряда на локальные характеристики потока и ударно-волновую структуру потока. Кроме того, для определения условий работы актуатора требуются измерения индуцированного разрядом потока. При разработке методов управления потоком с помощью плазмы необходимо учитывать взаимное влияние высокоскоростного газового потока и разряда.

Целью исследования было изучение динамики ударной волны от наносекундного поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковом потоке с наклонной ударной волной, необходимое для понимания механизма плазменного управления сверхзвуковыми потоками. Численное двумерное моделирование с локальным подводом энергии к потоку вблизи стенки было проведено на основе уравнений Навье–Стокса [6, 15] для изучения зависимости динамики ударной волны от режима импульсного подвода энергии. Времена релаксационных процессов в плазменном слое рассматривались с точки зрения их влияния на динамику индуцированной ударной волны и на течение в пограничном слое.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И АППАРАТУРА

Эксперименты проводились на ударной трубе со встроенной разрядной камерой прямоугольного сечения 24 × 48 мм^2 [2, 6]. Сверхзвуковые однородные потоки со скоростями 660–1370 м/с длительностью 300–400 мкс создавались за ударными волнами с числами Маха 2.30–5.20. При начальном давлении воздуха 1–50 Торр числа Маха потоков составляли 1.18–1.68, плотность воздуха в потоке 0.02–0.45 кг/м^3, давление в потоке 30–400 Торр. При обтекании препятствия (прямоугольного параллелепипеда) на нижней стенке разрядной камеры формировался наклонный скачок уплотнения, взаимодействующий с пограничным слоем на верхней стенке. Квазистационарное течение с отраженным от верхней стенки косым скачком уплотнения показано на рис. 1а. Поверхностный скользящий разряд длительностью около 500 нс инициировался на верхней стенке разрядной камеры при квазистационарном течении. На рис. 1а прямоугольником, ограниченным пунктирной линией, показана область разряда в неподвижном воздухе.

Для создания разряда, скользящего по поверхности диэлектрика, использовалась конфигура-

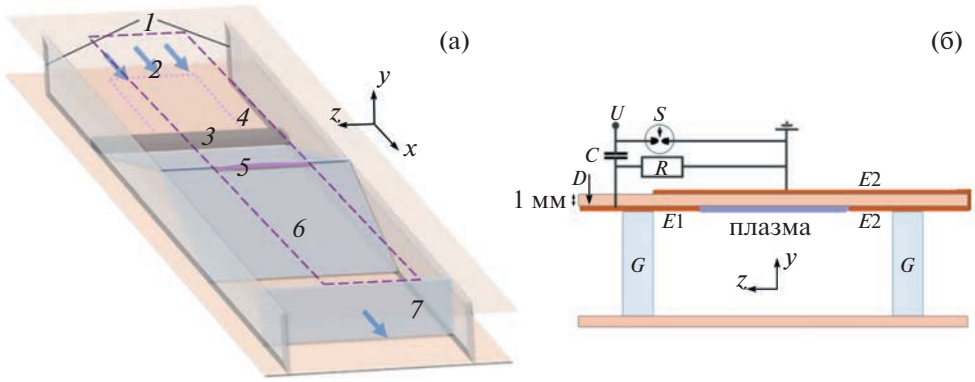

Рис. 1. Структура течения в разрядной камере (а): *1* – стекла; *2* – поток; *3* – препятствие; *4* – наклонная ударная волна; 5 – разрядный канал; *6* – отраженная ударная волна; *7* – исходная плоская ударная волна. Электрическая схема поверхностного скользящего разряда (б): *E*1 – высоковольтный электрод, *E*2 – заземленный электрод, *D* – диэлектрик; *C* – конденсатор; *S* – управляемый разрядник; *U* – высокое напряжение; *G* – стекла (*C* = 2300 пФ, R = 1 кОм).

ция электродов, показанная на рис. 1б. При подаче импульса напряжения на электрод E1 на поверхности диэлектрика Д возникает ток смещения, который определяется скоростью нарастания напряжения и переменной емкостью между поверхностным разрядом и электродом E2 на противоположной стороне диэлектрика. В электрической схеме использовался конденсатор емкостью 2300 пФ и одноканальный управляемый разрядник. Эксперименты проводились при положительной полярности высоковольтного электрода. Поверхностный скользящий разряд в неподвижном воздухе и в однородном потоке имеет ширину 30 мм и длину 100 мм [2, 12, 14]. Специальный шунт регистрировал разрядный ток [2, 8]. Параметры плазмы разряда оценивались по измерениям импульсного тока, полного напряжения и геометрии разряда. Концентрация электронов рассчитывалась по току разряда [16]

$$n_e = \frac{I_m}{SeV_d\left(\frac{E}{N}\right)}. \quad (1)$$

где n_e – концентрация электронов, I_m – максимальный ток разряда, e – заряд электрона, S – сечение токового канала, $V_d(E/N)$ – скорость дрейфа электронов в электрическом поле напряженностью E при концентрации нейтральных частиц N. Скорость дрейфа электронов определялась по данным [17].

Оптическая диагностика осуществлялась через кварцевые стекла разрядной камеры. Спектры регистрировались спектрометром AvaSpec-2048. Девятикадровая электронно-оптическая камера К011 БИФО и фотокамеры регистрировали излучение разряда. Структура потока анализировалась на основе высокоскоростной теневой съемки (частота до 525 000 кадров в секунду, экспозиция кадра 1 мкс) [6, 8]. По сигналам датчиков давления в канале ударной трубы измерялась скорость ударных волн и обеспечивалась синхронизация процессов в экспериментах.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Разряд в потоке с наклонной ударной волной

Фотоизображения поверхностного скользящего разряда, сделанные через окна разрядной камеры, показаны на рис. 2а, в. Разряд имеет многоканальную структуру в неподвижном воздухе (рис. 2а, б). На 9-кадровом изображении разряда видно однородное свечение длительностью 100 нс и несколько ярких каналов. Видно, что длительность свечения ярких каналов достигает 2000 нс.

Взаимодействие косого скачка уплотнения с пограничным слоем приводит к образованию зоны пониженной плотности (рис. 3, [6, 8]). Распределение плотности является неоднородным с четким минимумом. В этой области реализуется локальное высокое значение приведенного электрического поля E/N при подаче импульса напряжения. Повышенная концентрация электронов в областях пониженной плотности приводит к изменению режима разряда в неоднородных газодинамических потоках [6–8, 13]. В сверхзвуковом потоке с наклонной ударной волной скользящий разряд развивается в виде одиночного локализованного канала (рис. 2 в, г). Разрядный канал располагался в области пониженной плотности на верхней стенке, которая образовалась при взаимодействии наклонной ударной волны с пограничным слоем [6, 8]. Зависимость положения разрядного канала от времени хорошо коррелирует с расчетным положением области пониженной плотности (рис. 4). Свечение разряда представляет собой яркую полосу шириной 2–10 мм и

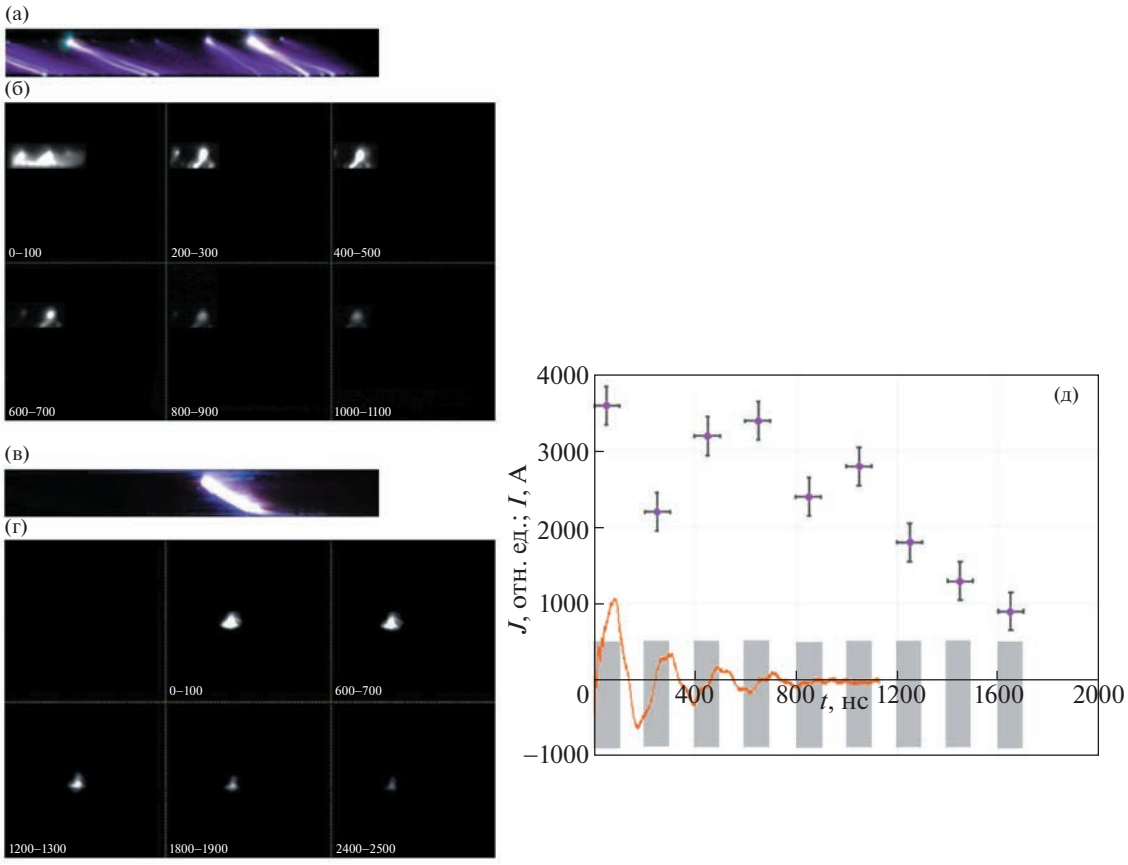

Рис. 2. Фотоизображения (а, в) и 9-кадровые изображения (б, г) разряда в неподвижном воздухе при давлении 45 Торр (а, б) и в сверхзвуковом потоке воздуха (в, г); интенсивность излучения J и осциллограмма тока I (д). 9-кадровые изображения получены с временем экспозиции 100 нс, временные интервалы между кадрами 100 нс (б) и 500 нс (г). Слева на кадрах указано время в наносекундах. Число Маха потока 1.32; плотность 0.11 кг/м^3. Поток направлен слева направо.

толщиной 0.5–2.0 мм ($x \times y$). Длительность свечения разряда оценивалась по результатам регистрации 9-кадровой электронно-оптической камерой. На рис. 2 д представлены зависимость интенсивности свечения разрядного канала от времени и осциллограмма тока. Видно, что время свечения разрядного канала больше длительности тока. В экспериментах время свечения канала в потоке достигало 5 мкс.

Ток разряда достигает своего максимального значения ~1–2 кА в течение ~30 нс, а его колебания затухают в течение 500 нс (см. рис. 2 д). Концентрация электронов в канале разряда, рассчитанная по соотношению (1), составила (1–6) $\times$ $\times$ 10^{15} см$^{-3}$, что в 3–10 раз выше, чем в неподвижном воздухе при аналогичной плотности. Сечение разрядного канала оценивалось по экспериментально определенным ширине и толщине канала. Для расчета концентрации молекул N бралось среднее значение плотности воздуха в области разрядного канала.

3.2. Движение ударных волн после разряда

Теневая съемка показала, что индуцированная ударная волна представляет собой примерно полуцилиндрическую ударную волну, движущуюся от разрядного канала. Ударная волна движется вниз от канала и смещается вправо по направлению течения, воздействуя на наклонный скачок уплотнения и пограничный слой (рис. 5а). В течение ~100–150 мкс движение ударной волны существенно меняет структуру течения в разрядной камере; затем стационарная конфигурация восстанавливается. Тепловой след от разрядного канала движется, оказывая влияние на приповерхностное течение и пограничный слой (см. рис. 5б, 6а). Предполагается, что этот эффект можно использовать для управления пограничным слоем.

Целью моделирования было определение динамики генерируемой ударной волны после импульсного подвода энергии к потоку с наклонным скачком уплотнения. В расчетах разрядный канал моделировался как локальный источник тепла в виде прямоугольного параллелепипеда

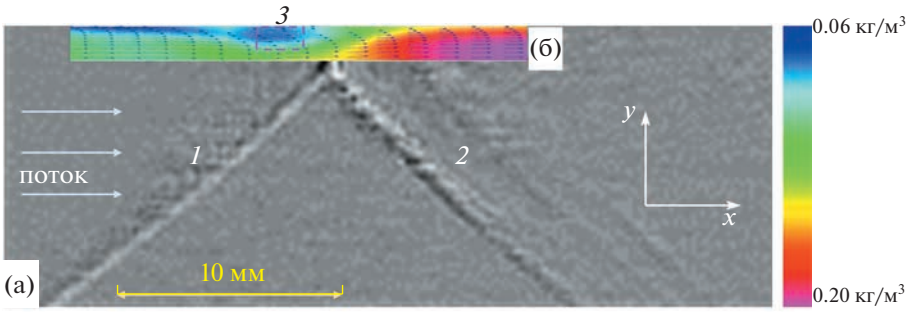

Рис. 3. Теневое изображение (а) и фрагмент расчетного поля плотности с векторами скорости (б): *1* – наклонная ударная волна, *2* – отраженная ударная волна, *3* – зона низкой плотности, сформировавшаяся при взаимодействии наклонной ударной волны с пограничным слоем. Прямоугольником показана область энерговклада размером 2×1 мм^2 ($x \times y$) в численном расчете. Число Маха набегающего потока 1.44, плотность 0.13 кг/м^3.

длиной 30 мм, толщиной 0.5–2.0 мм и шириной 1–3 мм ($z \times y \times x$). Величина энерговклада и его зависимость от времени варьировались. Показано, что движение генерируемой ударной волны зависит от режима ввода энергии. Первый этап моделирования включал в себя движение плоской ударной волны через расчетную область и дифракцию на препятствии до установления стационарного течения [6]. На втором этапе рассчитывалось поле течения после подвода энергии к малому объему в зоне отрыва на верхней стенке. Варианты энерговклада варьировались таким образом, чтобы форма фронта и динамика движения моделируемой ударной волны соответствовали экспериментальным данным. Энерговклад задавался в двух вариантах: при постоянной мощности энергоподвода (вариант 1) и линейно уменьшающейся во времени мощности (вариант 2) в течение 300–1600 нс.

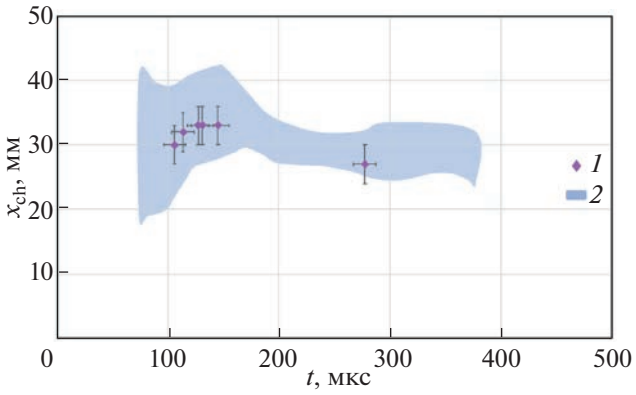

Рис. 4. Временная зависимость расстояния от препятствия до разрядного канала в потоках с числами Маха 1.36–1.40 – *1*; расчетное положение области пониженной плотности ($\rho/\rho_п \le 0.6$) в потоке с числом Маха 1.38 – *2*. Плотность потока 0.11 кг/м^3 (Время после начала дифракции ударной волны на препятствии).

Сравнение результатов расчетов и экспериментов показало хорошее совпадение при втором варианте подвода энергии (вариант 2) при длительности 600–1400 нс, энергии 0.15–0.36 Дж (см. рис. 5а и 6). Вводимая в газ энергия, в результате которой формируется ударная волна, состав-

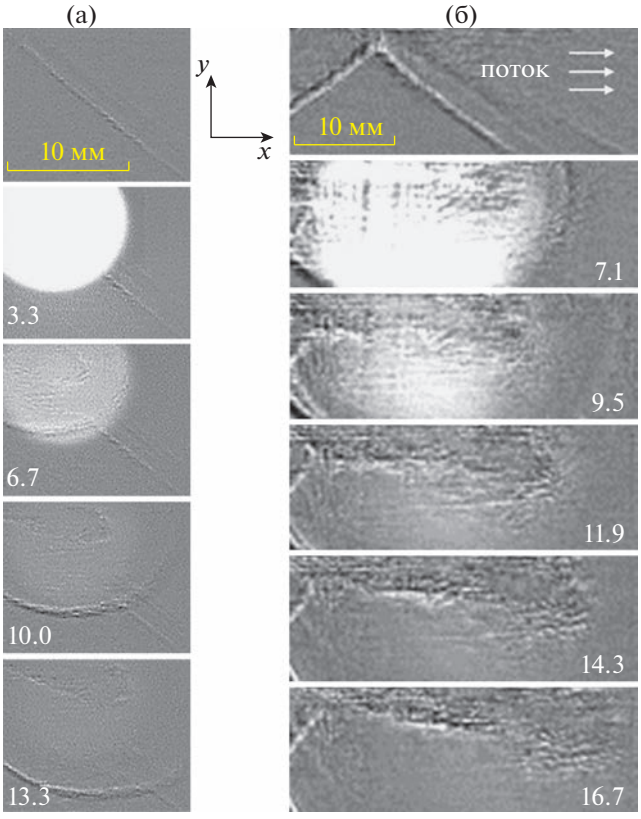

Рис. 5. Две последовательности теневых изображений (а, б) после разряда при числе Маха потока 1.45. Плотность 0.11 кг/м^3. Цифрами на изображениях обозначено время после разряда в микросекундах.

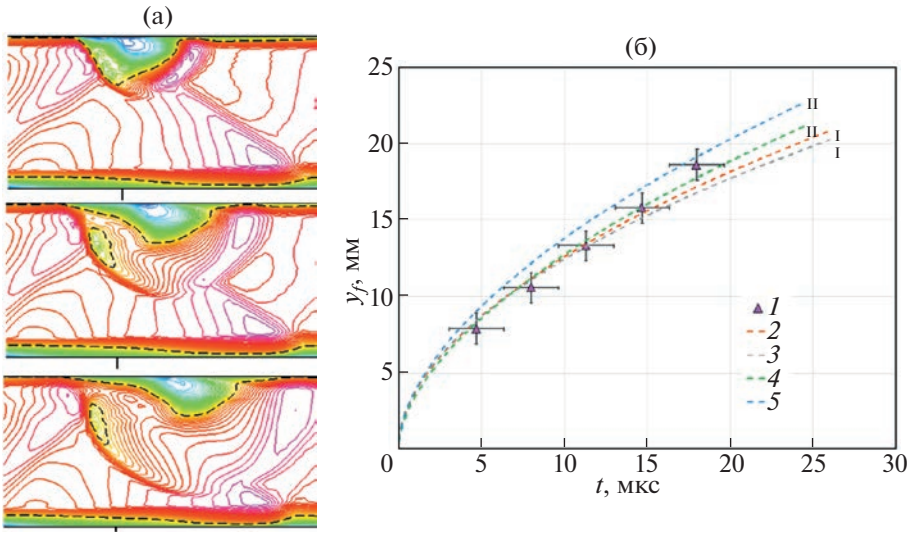

Рис. 6. а) – Расчетные поля локального числа Маха через 6.7, 13.4 и 20.1 мкс после энерговклада; б) Зависимость вертикального смещения фронта ударной волны от времени: *1* – эксперимент; 2–5 – расчеты; *2* – вариант 1, длительность 800 нс, энергия 0.29 Дж; *3* – 1, 600 нс, 0.29 Дж; *4* – 2, 1400 нс, 0.21 Дж; *5* – 2, 800 нс, 0.29 Дж. Плотность 0.11 кг/м^3, число Маха потока 1.40.

ляет 29–40% электрической энергии, запасенной в конденсаторе С (см. рис. 1б).

С точки зрения кинетических процессов в плазме расчет с длительностью подвода энергии более 600 нс может соответствовать дополнительному энерговыделению при релаксационных процессах. В результате релаксации энергия внутренних степеней свободы возбужденных молекул переходит в тепловую энергию [3, 18].

Оценки показали, что время рекомбинации электронов и ионов составляет несколько наносекунд при концентрации электронов в разрядном канале ~10^{15} см$^{-3}$, и выделение энергии в реакциях рекомбинации соответствует быстрому нагреву. После рекомбинации в неравновесно возбужденном воздухе могут протекать реакции с участием колебательно и электронно-возбужденных молекул азота и кислорода [1, 3, 18, 19]. Измерения вращательной и поступательной температуры [3] и численные расчеты электронной плотности, заселенности возбужденных состояний азота в наносекундных импульсных разрядах в воздухе [3, 19] показывают, что повышение температуры газа может происходить за счет тушения возбужденных электронных состояний молекул азота и за счет колебательной релаксации. Время колебательной релаксации в плазме воздуха составляет около миллисекунды при температуре 1000 K [18, 19]. Переход энергии электронного возбуждения в тепловую энергию (ET – релаксация) в воздухе может происходить с участием возбужденных метастабильных молекул азота [19]. При столкновениях часть энергии возбуждения переходит в кинетическую энергию, что приводит к нагреву газа. Характерные времена реакций зависят от концентрации возбужденных состояний, и могут достигать десятков микросекунд [3]. Таким образом, тушение электронно-возбужденных молекул азота в плазме разрядного канала может привести к выделению энергии в течение нескольких микросекунд после окончания тока разряда.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлено, что поверхностный скользящий разряд развивается в виде одиночного прямолинейного канала при инициировании в сверхзвуковом потоке воздуха с наклонной ударной волной. Разрядный канал располагается в зоне пониженной плотности, образующейся при взаимодействии наклонной ударной волны с пограничным слоем. Концентрация электронов в разрядном канале выше, чем в однородных условиях; длительность свечения может превышать 5 мкс.

Экспериментально методом теневого зондирования с частотой до 525 000 кадров в секунду исследованы поля течения после поверхностного скользящего разряда в неоднородных сверхзвуковых потоках с числами Маха 1.18–1.68. На основе обработки изображений высокоскоростной теневой съемки проанализирована динамика ударных волн от разряда и их влияние на структуру течения продолжительностью более 100 мкс.

Проведено численное моделирование сверхзвуковых потоков в канале с локальным подводом энергии на основе нестационарных урав-

нений Навье–Стокса. Показана зависимость динамики индуцированных ударных волн от характеристик энерговклада. Путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными установлено, что в течение 600–1400 нс в разрядном канале выделяется тепловая энергия 0.15–0.36 Дж. Энерговыделение на послеразрядной стадии можно объяснить тушением электронно-возбужденных молекул азота. Таким образом, с помощью наносекундного поверхностного скользящего разряда можно реализовать ввод энергии в высокоскоростной поток газа и генерацию ударных волн, что позволяет управлять течениями в каналах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leonov S.B., Adamovich I.V., Soloviev V.R.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. 063001. https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/063001
2. *Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A., Lutsky A.E.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2018. V. 51. № 10. https://doi.org/10. 105201. 10.1088/1361-6463/aaa838
3. *Стариковский А.Ю., Александров Н.Л.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 2. С. 126.
4. *Webb N., Clifford C., Samimy M.* // Exp. Fluids. 2013. V. 54. 1545. https://doi.org/10.1007/s00348-013-1545-z
5. *Benard N., Moreau E.* // Exp. Fluids. 2014. V. 55. 1846. https://doi.org/10.1007/s00348-014-1846-x
6. *Mursenkova I.V., Ivanov I.E., Liao Yu., Kryukov I.A.* // Energies. 2022. V. 15. № 6. 2189. https://doi.org/10.3390/en15062189
7. *Mursenkova I.V., Kuznetsov A.Yu., Sazonov A.S.* // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. № 11. 114102. https://doi.org/10.1063/1.5116810
8. *Mursenkova I.V., Ivanov I.E., Ulanov P., Liao Yu., Sazonov A.S.* // Journal of Physics: Conf. Ser. 2020. V. 1698. 012001. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1698/1/012001
9. *Moreau E., Bayoda D., Benard N.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 54. 075207. https://doi.org/10.1088/1361-6463/abc44b
10. *Atanasov P.A., Vasilev S.G., Kovalyov I.O., Kuz'min G.P., Nesterenko A.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. P. 1750. https://doi.org/10.1088/0022-3727/21/12/014
11. *Борисов В.М., Демин А.И., Ельцов А.В., Новиков В.П., Христофоров О.Б.* // Квантовая электроника. 1999. Т. 26. № 3. С. 204.
12. *Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 5. С. 10.
13. *Liao Yu., Mursenkova I.V., Ivanov I.E., Znamenskaya I.A., Sysoev N.N.* // Physics of Fluids. 2020. V. 32. № 10. https://doi.org/10. 106108. 10.1063/5.0025319
14. *Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 17. С. 35.
15. *Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А.* // Матем. моделирование. 2009. Т. 21. № 12. С. 103.
16. *Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Остапенко И.Ю., Сысоев Н.Н.* // Вестник Моск. ун-та. Сер. 3: Физ. астрон. 2014. Т. 1. С. 88.
17. *Brunet H., Vincent P.* // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. № 7. P. 4708. https://doi.org/10.1063/1.326527
18. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
19. *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 9. С. 863.