

Экспериментальное исследование движения ударной волны в плазме импульсного объемного разряда в воздухе

А.А. Иванова,^{1,*} И.В. Мурсенкова^{1,†}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
физический факультет, кафедра молекулярной физики и экстремальных состояний вещества
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 10.10.2022; после доработки 23.11.2022; принята к публикации 02.12.2022)

Экспериментально исследовано движение квазиплоских ударных волн с числами Маха $M = 2.20-3.50$ в плазме наносекундного комбинированного объемного разряда в воздухе при начальном давлении 10–100 торр на основе высокоскоростной теневой регистрации поля течения. Изучена динамика ударно-волновых конфигураций после инициирования разряда на различных стадиях нестационарного сверхзвукового течения, формирующегося после дифракции плоской ударной волны на прямоугольном препятствии. Обнаружено увеличение скорости фронта ударной волны на временном интервале до 15 мкс в плазменной области протяженностью 9–40 мм и ее зависимость от параметров плазмы. Анализ релаксационных процессов в плазме показал, что к ускорению фронта ударной волны может приводить нагрев воздуха за счет тушения электронно-возбужденных молекул азота, при котором внутренняя энергия переходит в тепловую на временах до 30 мкс.

PACS: 52.80.-s, 52.30.-q. УДК: 533.6.011, 537.52.

Ключевые слова: ударная волна, сверхзвуковое течение, импульсный объемный разряд, излучение плазмы, процессы релаксации.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2320601](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2320601)

ВВЕДЕНИЕ

Низкотемпературная неравновесная плазма газовых разрядов широко используется во многих технологических процессах в микроэлектронике, лазерной технике, медицине, авиации. Сложность полного описания газовых разрядов из базовых физических принципов делает плазму востребованным объектом фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований. Электрические газовые разряды можно рассматривать как эффективный способ подвода энергии к газовым потокам. Разнообразие форм, условий организации газового разряда, достаточная простота конструкции газоразрядных установок и быстрота воздействия на течение является преимуществом использования газоразрядной плазмы для воздействия на высокоскоростные потоки.

К концу XX века появилась практическая идея использования дополнительного подвода энергии в поток для управления обтеканием заданной поверхности [1–3]; тогда же были проведены первые экспериментальные исследования, которые подтвердили эффективность предложенного метода [1, 4–7]. Результаты первых исследований привлекли внимание к разрабатываемым концепциям в газодинамике, в частности к магнитогазродинамическим и плазменным методам управления потоками и об-

теканием элементов летательных аппаратов. Изучение сверхзвуковых потоков в условиях ионизации среды обнаружило особые свойства низкотемпературной газоразрядной плазмы при обтекании тел и при взаимодействии с ударными волнами. В исследованиях было показано, что в сверхзвуковых потоках возмущения, вызванные локальным изменением скорости или плотности при энергоподводе, могут эффективно влиять на ударные волны перед обтекаемым телом и уменьшать его аэродинамическое сопротивление [1, 3, 8–11]. В последние десятилетия активно исследуются разряды наносекундной длительности в объемной и поверхностной формах [3, 12–15]. Быстрый нагрев газа и формирование ударно-волновой конфигурации, являющиеся результатами импульсного энерговыклада, определяют воздействие наносекундных разрядов на течения [2, 3, 15]. Таким образом, в плазменной аэродинамике генерация управляемых зон плазмы может быть использована для снижения динамических и тепловых нагрузок на поверхность летательного аппарата, коррекции режима обтекания, а также контроля воспламенения топлива в двигателях [1–3, 8]. Для эффективного воздействия разрядом на высокоскоростные течения необходимо знать механизм взаимодействия ударной волны с плазменной областью, в том числе в каналах с препятствиями. Как внешняя поверхность сверхзвукового летательного аппарата, так и внутренний канал двигателя могут включать элементы профилирования, неровности, оказывающие влияние на сверхзвуковое течение с ударными волнами.

* E-mail: militcina.aa18@physics.msu.ru

† E-mail: murs_i@physics.msu.ru

Сложность исследования взаимодействия ударных волн и потоков с плазмой заключается в необходимости учета целого ряда процессов, происходящих одновременно: упругих и неупругих столкновений, диффузии, нагрева газа, локального изменения его плотности и др. [3, 16]. Получение экспериментальных результатов в этой области остается важной задачей плазменной аэродинамики.

В данной работе проводится изучение динамики ударной волны в области плазмы наносекундного комбинированного объемного газового разряда в канале ударной трубы с препятствием. Цель работы состоит в анализе высокоскоростной теневой визуализации поля течения в разрядной секции ударной трубы, определении характера движения фронта ударной волны в плазменном объеме и сопоставлении результатов с плазменными процессами.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

1.1 Параметры ударных волн и потоков за ними

Эксперименты проводятся на ударной трубе с разрядной камерой (рис. 1) [13, 15]. Ударная труба состоит из камер высокого и низкого давления, разделенных диафрагмой. Камера низкого давления имеет длину 297 см. Необходимое начальное давление реализуется в ней при помощи форвакуумного насоса. Рабочим газом является воздух при начальном давлении $p_0 = 10\text{--}100$ торр. Камера высокого давления заполняется гелием под давлением до 20 атм. Ударная волна в канале формируется за счет разрыва диафрагмы, вслед за ней движется однородный спутный поток [17]. Фронтом ударной волны в ударной трубе является плоскость. По сигналам с двух пьезодатчиков, подключенных к осциллографу Tektronix TPS2014, рассчитывается скорость образовавшейся ударной волны. Числа Маха ударных волн в экспериментах составляют $M = 2.20\text{--}3.50$.

Для исследования взаимодействия ударных волн с импульсными разрядами в конце камеры низкого давления ударной трубы располагается рабочая секция, внутренняя область которой является продолжением камеры низкого давления сечением $48 \times 24 \text{ мм}^2$ [13–15]. Боковые стенки рабочей секции заменены плоскопараллельными кварцевыми стеклами без изменения поперечного сечения канала.

На рис. 2, *a* показана схема разрядной области с препятствием на нижней стенке. На верхней и нижней стенках, находящихся на расстоянии 24 мм друг от друга, иницируются плазменные листы площадью $30 \times 100 \text{ мм}^2$ [13]. Протяженность разрядной области вдоль направления движения ударной волны составляет 100 мм; конец электродов принимается за нулевое значение координаты x (рис. 2). На нижней стенке рабочей секции ударной трубы находится прямоугольное препятствие размером $6 \times 2 \times 48 \text{ мм}^3$ ($x \times y \times z$), на расстоянии 30 мм

от начала разрядного объема. После прохождения препятствия верхняя часть фронта плоской ударной волны продолжает двигаться прямолинейно, а нижняя часть — дифрагирует и замедляется. На рис. 2, *b–g* показаны теневые изображения с фронтом ударной волны до взаимодействия с препятствием (*b*), в начале дифракции на нем (*в*), в конце разрядного объема (*г*). По мере ухода от препятствия фронт восстанавливает исходную форму, становясь снова плоским (рис. 2, *д*). Схема синхронизации процессов на установке позволяет инициировать разряд при заданном расположении фронта ударной волны в разрядном объеме и далее исследовать поле течения при движении ударной волны по плазменной области различной протяженности.

1.2 Теневая визуализация течения и методика обработки изображений

Современные методы исследования газовых потоков, как правило, включают в себя визуализацию течения, в частности ударных волн и других неоднородностей [1, 4, 18]. Классический прямой теневой метод [18] основан на освещении прозрачной неоднородности вспомогательным источником направленного излучения. В экспериментах световой пучок от непрерывного лазера (532 нм) расширяется до необходимого размера с помощью оптической системы, направляется на исследуемую область рабочей секции, перпендикулярно кварцевым стеклам, и попадает на матрицу высокоскоростной камеры, образуя равномерно освещенное поле визуализации в отсутствие неоднородности. При неоднородном распределении плотности формируется неравномерное распределение освещенности на матрице, которое связано с отклонением световых лучей в исследуемом объеме в разрядной секции [18, 19]. Картина распределения освещенности на матрице зависит от второй производной показателя преломления в перпендикулярном лучам направлении. Таким образом, поле сверхзвукового течения с большими градиентами плотности анализируется по кадрам высокоскоростной теневой съемки. Регистрация теневых изображений поля течения производится с частотой кадров от 150 тыс.к/с до 525 тыс.к/с и временем экспозиции 1 мкс [19–21].

Изображение ударной волны на прямо-теневом изображении состоит из двух характерных полос — темной и светлой (рис. 3). Перед фронтом ударной волны, в области пониженного давления, образуется область с пониженной освещенностью; за ударной волной, в области высокого давления, освещенность области матрицы увеличена. Пространственные характеристики движения ударной волны определяются на основе программной обработки полученных теневых изображений. Обработка серий теневых изображений проводится на разных участках в области фронта ударной волны с помощью программы сканирования интенсивности в сре-

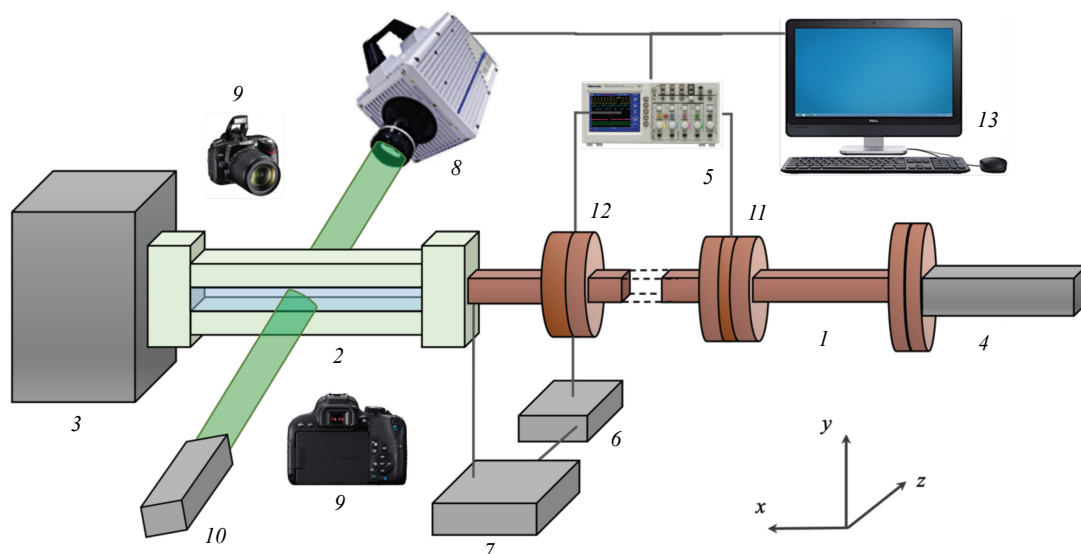


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2 — камера низкого давления, 2 — рабочая секция, 3 — гасящий бак, 4 — камера высокого давления, 5 — осциллограф, 6 — блок синхронизации процессов, 7 — блок запуска разряда, 8 — высокоскоростная видеокамера, 9 — фотокамеры, 10 — оптика системы теневого зондирования, 11, 12 — датчики давления Д1 и Д2, 13 — ПК

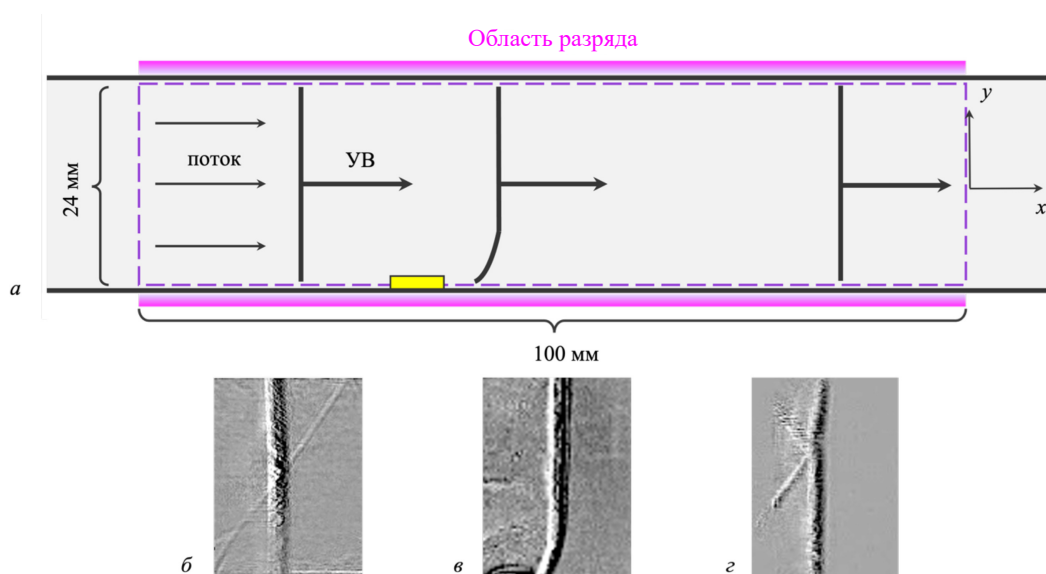


Рис. 2. Схема рабочей секции с указанием фронта ударной волны (УВ): а — до прохождения препятствия ($x = -80$ мм); б — после прохождения препятствия ($x = -60$ мм); в — в конце разрядного объема ($x = -15$ мм)

де MATLAB (рис. 3). Каждый кадр из серии обрабатывается по отдельности, но при одинаково заданных параметрах. В программе выбранная часть изображения сканируется для получения распределения интенсивности освещенности в горизонтальном направлении (по оси x), при этом ширину полосы обработки по оси y можно варьировать. Обработка проводится по данным центральной части кадра с целью исключения влияния пристеночных эффектов. На исходных изображениях высотой 24 мм для обработки выбирается область шириной 3 мм. В зависимости от частоты съемки на матрицу камеры попадает изображение определен-

ного размера в пикселях ($x \times y$). В пределах выбранной области проводится усреднение значений интенсивности по ширине полосы и строится зависимость интенсивности от координаты x в пикселях (рис. 3), затем в размерных единицах. Далее путем математической обработки определяется положение максимального градиента интенсивности изображения, соответствующее координате фронта ударной волны.

Точность определения координаты фронта ударной волны на теневых изображениях связана с учетом дифракционной картины на ударном фронте и непараллельностью светового пучка, проходяще-

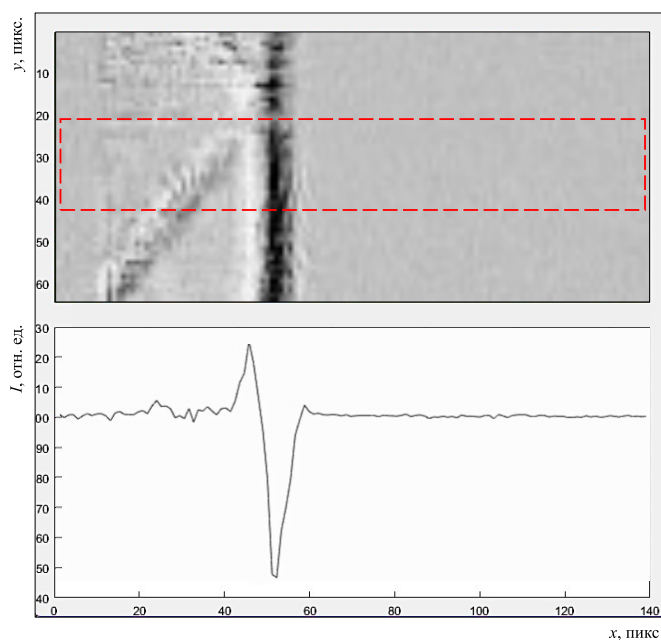


Рис. 3. Результат обработки изображения с помощью программы сканирования интенсивности. Пунктиром показана область сканирования

го через рабочую секцию и попадающего в объектив высокоскоростной камеры, и размытием фронта на теновом изображении за время экспозиции. Определение координат разрывов в ходе математической обработки теновых изображений проводится с точностью до 0.15 мм. Суммарная погрешность определения координаты составляет 0.72 мм с учетом всех перечисленных факторов [19].

По полученным координатам элементов ударно-волновой конфигурации на последовательностях кадров проводится построение Xt -диаграмм, на которых далее проводится линейная аппроксимация и расчет скоростей разрывов на разных временных интервалах.

1.3 Характеристики объемного разряда

Комбинированный объемный разряд инициируется в потоках воздуха с плоской ударной волной при различных положениях фронта ударной волны внутри разрядного объема. Импульсный объемный разряд с предыонизацией от плазменных листов осуществляется при импульсной разрядке конденсатора С1, заряжаемого до рабочего напряжения 25 кВ, и коммутлируемого управляемым разрядником [13, 15]. Электрическая схема комбинированного импульсного разряда, включающего два скользящих поверхностных разряда, показана на рис. 4, а. При приложении импульсного напряжения и зарядке емкостей С2 формируется система каналов скользящего разряда по поверхностям диэлектрика, которые образуют верхний и нижний плазменные листы [13]. Длительность тока разрядов составляет менее 500 нс. За время протекания

тока разряда фронт ударной волны в канале ударной трубы смещался менее чем на 0.5 мм [13, 15, 21].

Запуск объемного разряда производится с помощью сигналов пьезоэлектрических датчиков давления в канале ударной трубы и генератора импульсов. Время задержки на генераторе выставляется таким образом, чтобы в момент разряда ударная волна находилась внутри разрядного промежутка. В экспериментах объемный разряд инициируется через 150–300 мкс после прохождения плоской ударной волной пьезоэлектрического датчика Д2, когда ударная волна проходит по разрядному промежутку расстояние от 50 до 100 мм. Полный ток комбинированного разряда измеряется с помощью малоиндуктивного шунта специальной конструкции, расположенного в разрыве цепи заземления. Для регистрации осциллограмм тока используется четырехканальный цифровой запоминающий осциллограф Tektronics TPS 2014. По осциллограммам тока разряда (рис. 4, б) определяется максимальное значение тока, которое необходимо для расчета концентрации электронов в плазменной области. Регистрация свечения комбинированного объемного разряда в неподвижном воздухе и в потоках с ударными волнами проводилась с помощью фотокамер, расположенных с двух сторон разрядной секции (рис. 1).

Часть энергии, запасенной в основной емкости, идет на организацию скользящих разрядов; оставшаяся — на реализацию объемного разряда. При импульсном напряжении 25 кВ падение напряжения на объемном разряде составляет ~ 18 кВ [13]. Исходя из значений параметров электрической цепи энергия, вкладываемая в объем, составляет ~ 0.42 Дж. В условиях экспериментов в неподвижном воздухе нагрев газа в объеме за счет перехода этой энергии в тепло составляет от 10 до 50 К при указанных давлениях. Скорость звука соответственно увеличивается на 5–30 м/с. В то же время нагрев газа в поверхностных разрядах значительно больше, так как удельный энерговклад выше, что приводит к образованию интенсивных ударных волн [13, 15, 21].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1 Характеристики плазмы перед фронтом ударной волны

Объемный энерговклад в газ в экспериментах реализуется перед фронтом ударной волны [13, 15]. На рис. 5 представлены фотоизображения свечения разряда, полученные при разных положениях фронта ударной волны после дифракции на препятствии. На них перед фронтом ударной волны находится плазменный объем протяженностью от 11 до 31 мм. Четкую границу образует фронт ударной волны, в области которого наблюдается увеличение интенсивности свечения разряда. На изображениях искривление фронта связано с замедлением его нижней части и дифракцией на препят-

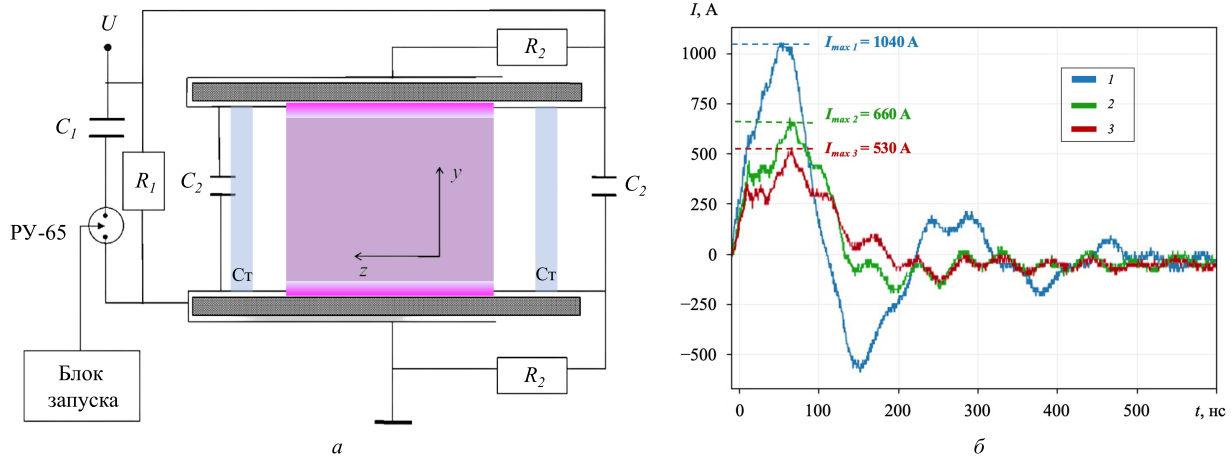


Рис. 4. *a* — Электрическая схема комбинированного объемного разряда с плазменными электродами: $C_1 = 2300$ пФ, $C_2 = 470$ пФ, $R_1 = 1$ кОм, $R_2 = 1.5$ кОм с указанием кварцевых стенок (Ст) и поперечного сечения плазменного объема; *б* — осциллограммы тока в неподвижном воздухе (1) и в канале с ударной волной при $M = 2.6$, $p_0 = 76$ торр (2), $M = 3.2$, $p_0 = 30$ торр (3)

ствии, что хорошо согласуется с формой фронта на теневых картинах (рис. 5, *б* и рис. 2, *з*). Такое соответствие отражает тесную связь излучения наносекундного разряда с газодинамической структурой потока, что дает возможность использовать регистрацию свечения разряда в присутствии неоднородностей в плазменном объеме в качестве способа их визуализации [15, 22].

По максимальному значению силы тока рассчитывается концентрация электронов в разрядном объеме согласно [13]:

$$j_{max} = \frac{I_{max}}{S} = e \cdot n_e \cdot V_d(E/N), \quad (1)$$

где j_{max} — плотность тока объемного разряда, e — заряд электрона, n_e — концентрация электронов, S — поперечное сечение тока объемного разряда, $V_d(E/N)$ — скорость дрейфа электронов в электрическом поле напряженностью E при концентрации нейтральных частиц N . Величина электрического поля в объемном разряде оценивается исходя из соотношения параметров электрической цепи (рис. 4, *a*). Развитие разряда определяется величиной приведенного электрического поля [16], которое в экспериментах составляет $E/N = (3 - 15) \times 10^{-15}$ В · см² = 300–1500 Тд. От его величины зависит скорость ионизации и концентрация электронов, которые определяют ток разряда. При увеличении давления уменьшается величина приведенного электрического поля, что ведет к уменьшению скорости ионизации в разрядном объеме [13, 16]. Скорость дрейфа электронов $V_d(E/N)$ определяется по зависимости от приведенного электрического поля [23] и в реализуемом диапазоне значений составляет $10^7 - 10^8$ см/с. В проведенных экспериментах в момент инициирования разряда ударная волна находится на расстоянии 9–15 мм от конца разрядного промежутка, при этом поперечное сечение тока объемного разряда составляет $S = 2.7 - 4.5$ см². Мак-

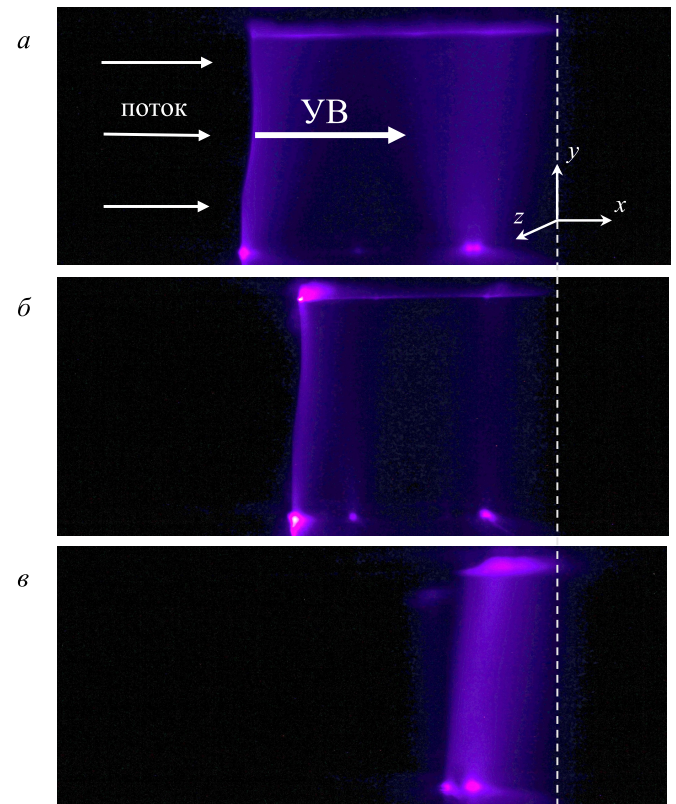


Рис. 5. Изображения свечения разряда с ударной волной с числом Маха $M = 2.6$ при $x = -31$ мм (*a*), $x = -25$ мм (*б*), $x = -11$ мм (*в*) ($p_0 = 76$ торр). Изображения получены через светофильтр, пропускающий излучение с длиной волны 405 нм. Пунктирной линией показан конец разрядного объема

симальное значения тока разряда I_{max} , полученное из осциллограмм тока, составляет 600–1000 А (рис. 4, *б*). Таким образом, концентрация электронов n_e в плазменном объеме перед фронтом плоской ударной волны, рассчитанная по формуле (1),

составляет $n_e = (5 - 10) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В плазменном объеме в неподвижном воздухе концентрация электронов меньше и имеет величину $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Непосредственно при наличии ударной волны в разрядном объеме перед фронтом реализуется более высокое значение концентрации электронов.

2.2 Движение ударно-волновой конфигурации после разряда

Высокоскоростное теневое зондирование показывает особенности движения ударно-волновых конфигураций после разряда при различных начальных условиях. На рис. 6, 7 представлены последовательности теневых изображений при инициировании комбинированного объемного разряда в присутствии фронта ударной волны внутри разрядного объема. При распаде фронта исходной плоской ударной волны образуются три газодинамических разрыва: ударные волны $УВ_1$, $УВ_2$ и контактная поверхность КП [20–22, 24].

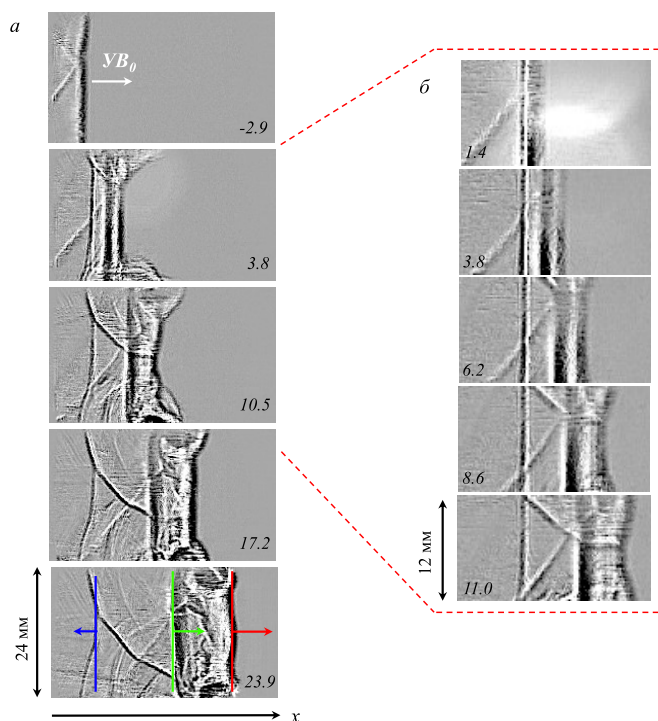


Рис. 6. Последовательности теневых изображений поля течения при частоте съемки: *a* — 150 тыс. к/с; *b* — 420 тыс. к/с, $M = 2.65 \pm 0.05$, $x = -15$ мм. Время на кадрах указано в микросекундах относительно момента запуска разряда

Ударная волна $УВ_1$ и контактная поверхность КП движутся вдоль оси x , в то время как ударная волна $УВ_2$ движется навстречу спутному потоку и в лабораторной системе координат практически стоит на месте (рис. 8, 9). Фронты разрывов искривляются в результате взаимодействия с ударными волнами от поверхностных разрядов, двигающихся в направлении, перпендикулярном движе-

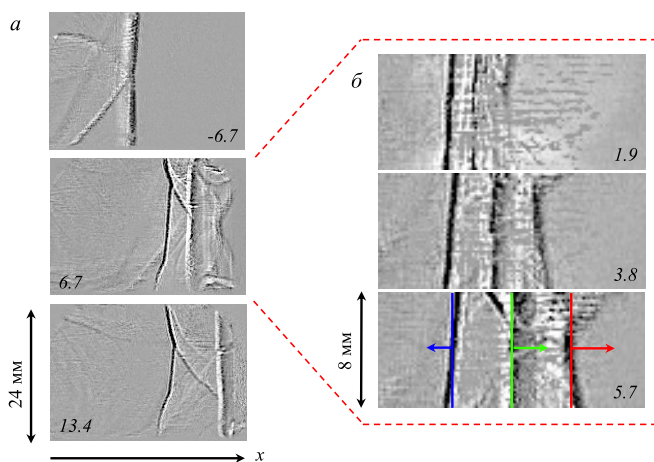
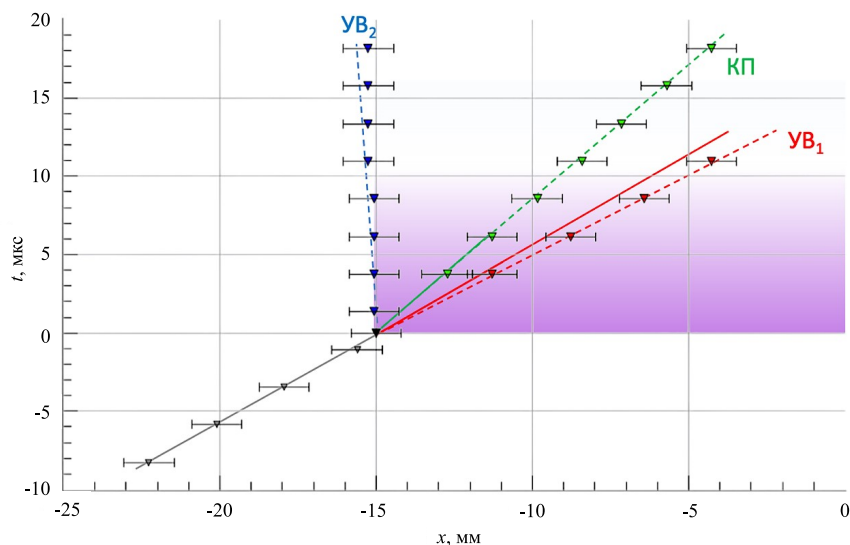
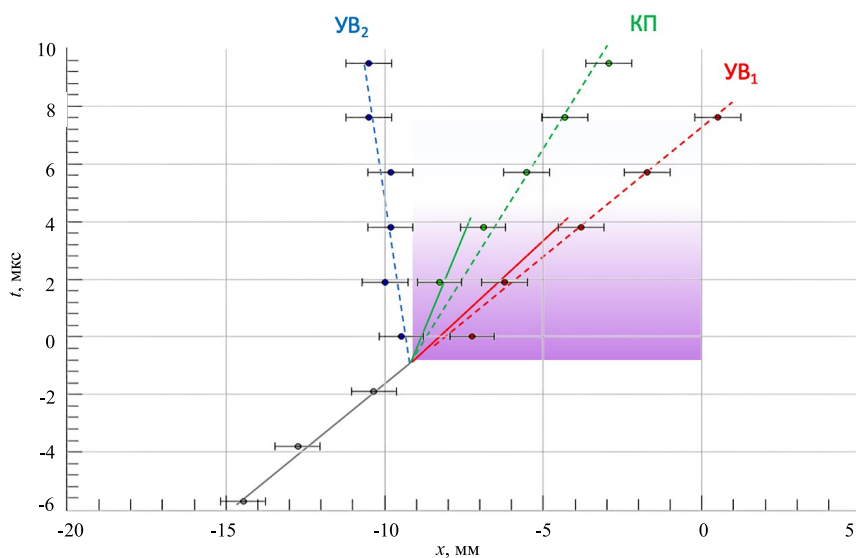


Рис. 7. Последовательности теневых изображений поля течения: *a* — $M = 3.0$, $x = -20$ мм, 150 тыс. к/с, *b* — $M = 3.2$, $x = -9$ мм, 525 тыс. к/с. Время на кадрах указано в микросекундах относительно момента запуска разряда

нию исходной ударной волны, навстречу друг другу. Ток объемного разряда проходит перед фронтом ударной волны, в области пониженного давления. Образование наблюдаемой ударно-волновой конфигурации согласуется с динамикой разрывов при распаде фронта плоской ударной волны в ударной трубе, описанной в работах [20, 21, 24], из чего можно сделать вывод о малом влиянии препятствия в рабочей секции на исследуемую динамику разрывов на расстоянии 60–80 мм от него.

На Xt -диаграммах (рис. 8, 9) показано положение фронтов разрывов в плоскости симметрии течения. Ударная волна $УВ_1$ в течение 10–15 мкс движется по области релаксирующей плазмы. При числах Маха 2.6–2.7 средняя скорость ударной волны $УВ_1$ около 970 м/с, что выше скорости исходной ударной волны (920 м/с). Скорость движения контактной поверхности КП ~ 580 м/с. Левая граница ударно-волновой конфигурации (ударная волна $УВ_2$) движется против оси x , навстречу спутному потоку, со скоростью ~ 15 м/с. Эксперименты показали, что скорость $УВ_1$ непостоянна, она имеет разные значения на временных интервалах от 0 до 5 мкс и от 5 до 15 мкс, на втором временном интервале она выше. При числах Маха исходной ударной волны 3.0–3.2 наблюдается сходная динамика движения разрывов. Средняя скорость правой границы ударно-волновой конфигурации (ударной волны $УВ_1$) около 1170 м/с, что выше скорости исходной ударной волны $УВ_1$. Скорость $УВ_1$ на временном интервале от 4 до 10 мкс выше, чем на интервале от 0 до 4 мкс. Скорость контактной поверхности КП в этом случае около 700 м/с. Ударная волна $УВ_2$ движется противоположно оси x со скоростью ~ 14 м/с.

Таким образом, в микросекундном диапазоне времени после разряда происходит изменение скоростей ударно-волновой конфигурации в плазменной области. Динамика элементов ударно-волновой конфи-

Рис. 8. Xt -диаграмма движения разрывов при $M = 2.7$, $p_0 = 76$ торр, $x = -15$ мм (420 тыс. к/с)Рис. 9. Xt -диаграмма движения разрывов при $M = 3.2$, $p_0 = 25$ торр, $x = -9$ мм (525 тыс. к/с)

гурации зависит от числа Маха исходной ударной волны, ее положения в момент инициирования разряда, от давления воздуха перед фронтом.

2.3 Анализ релаксационных процессов в плазме

В условиях высоких электрических полей значительная часть энергии, вкладываемой в наносекундный разряд в воздухе, идет на ионизацию газа, в колебательные и электронные степени свободы молекул азота и кислорода [3, 16, 25, 26]. Во время распада плазмы воздуха при рекомбинации электронов и ионов часть энергии переходит в тепло. Время рекомбинации электронов и ионов, при которой может происходить дополнительное выделение энергии, зависит от коэффициента ре-

комбинации и тем меньше, чем больше начальная концентрация электронов [3, 16]. Оценки показывают, что при различных концентрациях электронов в экспериментах время рекомбинации не превышает 300 нс [25, 26]. Процесс рекомбинации протекает в наносекундном диапазоне и, следовательно, не может влиять на исследуемую в микросекундном интервале динамику ударной волны.

Запас колебательной энергии молекул может переходить в тепловую энергию в процессе колебательно-поступательной релаксации (VT -релаксация). Время VT -релаксации, определяемое зависимостью от функции температуры [17, 27], в условиях экспериментов составляет миллисекунды при $T \approx 300$ К. Таким образом, процесс VT -релаксации с точки зрения рассматриваемой динамики движения

ударной волны протекает медленно и не оказывает влияния на нее.

Оценка времени релаксации энергии из электронных степеней свободы (ET -релаксация) проводится из рассмотрения процессов с возбужденными уровнями молекулярного азота в метастабильных состояниях [25, 26, 28, 29]. В таких столкновениях часть энергии возбуждения может переходить в кинетическую энергию, то есть приводить к нагреву газа [3, 12]. Характерные времена реакций зависят от концентраций возбужденных состояний. Расчетные временные зависимости концентраций возбужденных состояний азота при средних давлениях воздуха показывают, что заселенность метастабильных состояний $A^3\Sigma_u^+$ и $V^3\Pi_g$ (с временами жизни 13 с и 6.5 мкс соответственно) остается высокой на протяжении нескольких микросекунд после окончания тока разряда [25]. Оценка характерных времен процессов показывает, что на динамику ударной волны в плазме могут влиять реакции с участием молекул азота в состояниях $A^3\Sigma_u^+$ и $V^3\Pi_g$ [28, 29]. Таким образом, анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что к увеличению температуры газа после наносекундного комбинированного объемного разряда в воздухе и, соответственно, ускорению фронта ударной волны, могут приводить реакции с участием электронно-возбужденных молекул азота, приводящие к дополнительному нагреву газа на временах до 30 мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование движения ударных волн с числами Маха 2.20–3.50 в плазме наносекундного комбинированного объемного разряда в воздухе при давлении 10–100 торр, протяженности плазменного объема 9–40 мм, на основе высокоскоростной теневой регистрации поля течения с частотой 150–525 тыс. кадров в секунду.

На основе цифровой методики обработки последовательностей теневых изображений обнаружено увеличение скорости ударной волны в плазменной области на временном интервале до 15 мкс и зависимость ее динамики от состояния плазмы. Обработка теневых изображений поля течения после разряда обеспечивает корректную количественную оценку газодинамических эффектов движения ударной волны по области релаксирующей плазмы импульсного разряда в воздухе.

Анализ процессов в плазме объемного разряда показал, что к увеличению температуры газа после разряда и, соответственно, ускорению фронта ударной волны может приводить тушение электронно-возбужденных молекул азота в метастабильных состояниях $A^3\Sigma_u^+$ и $V^3\Pi_g$, при котором энергия переходит в тепловую на временах до 30 мкс.

- [1] Fomin V.M., Tretyakov, P.K., Taran J.E. // *Aerospace Science and Technology*. 2004. **8**. P. 411.
- [2] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // *Изв. РАН. МЖГ*. 2003. № 5. С. 154–167.
- [3] Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. // *Физика плазмы*. 2021. **47**. № 2. С. 126.
- [4] Климов А.И., Коблов А.М., Мишин Г.И. и др. // *Письма в ЖТФ*. 1982. **8**. № 7. С. 439.
- [5] Быстров С.А., Иванов В.И., Шугаев Ф.В. // *Физ. плазмы*. 1989. **1**. № 5. С. 558.
- [6] Cicala G., Bruno D., Capitelli M. et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. **57**. P. 375.
- [7] Macheret S.O., Ionikh Y.Z., Chernysheva N.V. et al. // *Physics of Fluids*. 2001. **13**, N 9. P. 13.
- [8] Xu D.A., Shneider M.N., Lacoste D.A., Laux C.O. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. **47**, N 23.
- [9] Лапушкина А., Ерофеев А.В., Азарова О.А., Кравченко О.В. // *ЖТФ*. 2019. **89**. № 1. С. 42.
- [10] Siefert N., Ganguly B.N., Bletzinger P. // *Phys. Rev. E*. 2005. **72**.
- [11] Сухов А.К. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2017. **5**. С. 39. (Sukhov A.K. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2017. **72**, N 5. P. 480.)
- [12] Попов Н.А. // *Физ. плазмы*. 2001. **27**. № 10. С. 940.
- [13] Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В. и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2014. **1**. С. 88. (Arkhipov N.O., Znamenskaya I.A., Mursenkova I.V. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2014. **69**, N 1. P. 96.)
- [14] Мурсенкова И.В., Ляо Ю., Иванов И.Э., Сысоев Н.Н. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2019. № 3. С. 54. (Mursenkova I.V., Liao Yu., Ivanov I.E., Sysoev N.N. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2019. **74**, N 3. P. 269.)
- [15] Дорощенко И.А., Знаменская И.А., Кузнецов А.Ю. и др. // *ЖТФ*. 2018. **88**, № 5, С. 684.
- [16] Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1992.
- [17] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Гос. изд-во физико-матем. л-ры, 1963.
- [18] Settles G.S., Hargather M.J. // *Meas. Sci. Technol.* 2017. **28**. № 4.
- [19] Mursenkova I., Timokhin M., Tikhonov M. et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. **2127**.
- [20] Znamenskaya I., Mursenkova I., Doroshchenko I., Ivanov I. // *Physics of Fluids*. 2019. **31**. N 11.
- [21] Znamenskaya I., Kuznetsov A., Mursenkova I., Doroshchenko I. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. **1112**.
- [22] Znamenskaya I.A., Koroteev D.A., Orlov D.M. et al. Shock wave interaction with nanosecond transversal discharges in shock tube channel / ISSW-26. Book of Abstracts. 2007. P. 1-7.
- [23] Brunet H., Vincent P. // *J. Appl. Phys.* 1979. **50**. N 7. P. 4708.
- [24] Знаменская И.А., Луцкий А.Е. Исследование эволюции и взаимодействия разрывов течения в канале под действием импульсного вложения энергии

- / Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 2005. № 88.
- [25] *Nagaraja S., Yang V., Adamovich I. M* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. **46**. N 15.
- [26] *Aleksandrov N.L., Anokhin A.M., Kindysheva S.V.* et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. **45**. N 25. DOI:
- [27] *Yang W., Zhou Q., Sun Q.* et al. // *AIP Advances*. 2020. **10**. N 10.
- [28] *Лебедев Ю.А., Шахатов В.А.* // *Физ. плазмы*. 2006. **32**. № 1. С. 58.
- [29] *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.

Experimental Study of the Motion of a Shock Wave in the Plasma of a Pulsed Volume Discharge in Air

A. A. Ivanova^a, I. V. Mursenkova^b

*Department of Molecular Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^amilitcina.aa18@physics.msu.ru, ^bmurs_i@physics.msu.ru

The motion of quasi-plane shock waves with Mach numbers $M = 2.20$ – 3.50 in the plasma of a nanosecond combined volume discharge in air at an initial pressure of 10–100 Torr has been experimentally studied on the basis of high-speed shadow registration of the flow field. The dynamics of shock-wave configurations after the discharge at various stages of an unsteady supersonic flow, which is formed after the diffraction of a plane shock wave by a rectangular obstacle, is studied. An increase in the velocity of the shock wave front over a time interval of up to $15 \mu\text{s}$ in a plasma region of 9–40 mm long and its dependence on the plasma parameters is found. An analysis of relaxation processes in plasma showed that the acceleration of the shock wave front can be caused by air heating due to the quenching of electronically excited nitrogen molecules, in which the internal energy is converted into thermal energy at times up to $30 \mu\text{s}$.

PACS: 52.80.-s, 52.30.-q.

Keywords: shock-wave, supersonic flow, pulsed volume discharge, plasma radiation, relaxation processes.

Received 10 October 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 2. Pp. 204–213.

Сведения об авторах

1. Иванова Анна Александровна — студент; e-mail: militcina.aa18@physics.msu.ru.
2. Мурсенкова Ирина Владимировна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: murs_i@physics.msu.ru.