03

Излучение комбинированного объемного разряда перед фронтом дифрагированной ударной волны

© А.А. Иванова, И.В. Мурсенкова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
119991 Москва, Россия
e-mail: iaanniva.phys@gmail.com

Поступило в Редакцию 29 июля 2025 г.
В окончательной редакции 29 сентября 2025 г.
Принято к публикации 29 сентября 025 г.

Представлены результаты экспериментального исследования свечения наносекундного комбинированного объемного разряда в воздухе перед дифрагированной ударной волной при различных положениях ее фронта в разрядном объеме. При числах Маха 3.0−4.4 зарегистрированы излучение и ток разряда, инициированного при импульсном напряжении 25 kV. Определено, что в присутствии ударной волны длительность свечения разряда больше, чем в неподвижном воздухе, а временная зависимость интенсивности свечения имеет немонотонный характер с дополнительным максимумом на стадии послесвечения. Проанализированы кинетические процессы в плазменной области протяженностью 7−40 mm, взаимодействующей с ударной волной на стадии послесвечения.

Ключевые слова: ударная волна, наносекундный комбинированный объемный разряд, газоразрядная плазма, электронно-оптическая камера, излучение плазмы.

DOI: 10.61011/JTF.2026.02.62281.190-25

Введение

Взаимодействие ударных волн с плазмой газовых разрядов изучается на протяжении последних десятилетий [1–10]. Исследования важны для решения задач высокоскоростной плазменной газодинамики. Сложность решения общей задачи заключается в необходимости учета плазменных процессов в интервале времен $10^{-10}-10^{-7}$ s и одновременного учета газодинамических явлений, в том числе нагрева газа, изменения плотности среды, процессов диффузии и других в диапазоне $10^{-6}-10^{-4}$ s. Продолжение экспериментальных исследований в настоящее время необходимо для детального понимания влияния всех процессов на взаимодействие ударных волн с плазмой.

Особенности ударных волн в плазме стационарных тлеющих разрядов низкого давления длительностью до нескольких миллисекунд были отмечены в исследованиях конца XX — начала XXI вв. [1,2,10,11]. В проведенных экспериментах наблюдалось ослабление интенсивности и расширение фронта ударной волны, изменение его формы, а также ускорение в плазменной области [1,11]. Параметры ударной волны изменялись при ее движении по плазменной области, а после выхода из нее структура фронта восстанавливалась. Подробные измерения были проведены при изучении движения плоской ударной волны в газоразрядной плазме стационарного тлеющего разряда в аргоне и в смесях аргона с азотом в цилиндрических трубках [2]. Численные расчеты показали, что основной вклад в изменение структуры течения дает пространственно-неоднородный нагрев нейтральной компоненты плазмы [2]. Градиенты температуры и плотности, кривизна фронта ударной волны влияют на характер движения ударной волны в области слабоионизованной плазмы. Экспериментальное изучение воздействия плазмы тлеющего разряда на головную ударную волну [6] показало изменение ударно-волновой конфигурации на временном интервале $20-30\,\mu$s.

Численное моделирование течений с ударными волнами основывалось преимущественно на тепловом механизме воздействия стационарных разрядов [6,12,13]. Исследовались режимы сверхзвукового обтекания тел, анализировались структура и устойчивость течения при разных геометрических конфигурациях области энерговклада в набегающем потоке [12,13]. Были обнаружены устойчивые режимы обтекания тел, характеризующиеся реорганизацией структуры течения, образованием отрывных зон, воздействием температурного следа от области энерговклада. При взаимодействии ударных волн с областями газа повышенной температуры (пониженной плотности) реализовывались различные режимы течения. В результате наблюдалось искривление фронтов ударных волн, формирование сверхзвуковых струй и крупномасштабных вихрей, развитие неустойчивости.

В то же время в экспериментах наблюдались нетепловые эффекты при движении ударной волны по плазменной области. Так, в плазме тлеющего разряда на стадии послесвечения отмечалось заметное усиление оптического излучения вблизи ударной волны [10]. Изменение интенсивности ударных волн приводило к изменению эффекта. При анализе результатов предполагалось, что дополнительный вклад в излучение могут давать энер-

гичные электроны из области двойного электрического слоя вблизи фронта ударной волны. Позже теоретически было показано [14], что на фронте ударных волн могут наблюдаться скачки плотности зарядов и потенциала плазмы, связанные с тепловыми градиентами в квазистационарной плазме. Для определения влияния атомной и молекулярной природы газов на характер движения ударных волн в плазме тлеющего разряда проводились кинетические расчеты [4]. Моделирование проводилось в аргоне для детального анализа процесса охлаждения электронов за фронтом ударной волны [14]. Модель включала эмпирическую связь относительной температуры электронов с напряженностью электрического поля и учитывала высокую температуропроводность электронов по сравнению с ионами. Моделирование кинетики позволило рассчитать локальную температуру электронов и уточнить динамику плазмы вблизи ударной волны. Однозначной связи процессов в стационарной плазме с характером движения ударных волн установлено не было, как и обратного влияния ударной волны на состояние плазмы.

В последние десятилетия применительно к задачам плазменной газодинамики активно изучаются разряды наносекундной длительности объемной и поверхностной геометрии [1,3,7,8,9,15,16]. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования показали, что в высокоскоростных потоках газа возмущения, вызванные локальными изменениями параметров потока в результате энергоподвода, могут эффективно влиять на ударные волны, аэродинамическое сопротивление обтекаемых поверхностей, тепловые нагрузки и т. п. [3,7,15,17].

Распространение возмущений и формирование ударно-волновых структур вследствие импульсного энерговклада, а также быстрый нагрев газа определяют характер воздействия наносекундных разрядов на высокоскоростные потоки [5,16,18–21]. На современном этапе интерес экспериментальных и численных исследований сосредоточен на изучении процессов, происходящих в присутствии ударных волн в нестационарной газоразрядной плазме. Многочисленные исследования направлены на описание механизма быстрого нагрева газа в наносекундных разрядах, обусловленного протеканием реакций с участием возбужденных состояний атомов и молекул, образующихся под действием сильных электрических полей, и их последующей релаксацией [3,7,8,15,22]. Это важно для приложений к задачам плазменного горения и плазменной аэродинамики.

Задача о взаимодействии плоских ударных волн с плазмой наносекундного комбинированного объемного разряда экспериментально изучалась в различных постановках [16,18–20,23–28]. Было показано, что формирование локализированной области плазмы определяется повышенной величиной приведенного электрического поля перед ударной волной, и соответственно значительной концентрацией электронов [12,29]. Динамика течения после разряда экспериментально исследовалась в потоках воздуха с плоскими ударными волнами при числах Маха до 5 [16,19,20]. В результате импульсного энерговклада на границах области энерговклада происходят распады разрывов. Эволюция и взаимодействие разрывов после разряда определяют особенности формирования и движения ударно-волновых конфигураций в интервале времен до сотен микросекунд. В реальных аэродинамических условиях при движении ударных волн с искривленными фронтами структура течения усложняется за счет взаимодействия различных элементов потока.

При газодинамическом моделировании потока с плоской ударной волной [16,30] область разряда рассматривалась как источник энергии, мгновенно вкладываемой в поток и переходящей во внутреннюю энергию газа. В математической модели использовалась система двумерных нестационарных уравнений Навье–Стокса с граничными условиями, соответствующими экспериментальным [30,31]. На основе сравнения результатов моделирования и экспериментальных изображений анализировались взаимодействие плоской ударной волны с областью энерговклада и изучалась динамика потока. В результате обобщения экспериментальных данных и численного моделирования была определена величина выделяемой тепловой энергии при различных начальных условиях. Позже численные расчеты показали, что длительность энерговклада может влиять на характер течения [20,23,24,32], поэтому в плазме наносекундных разрядов следует анализировать процессы в широком временно́м диапазоне.

В экспериментах анализировались токовые и излучательные характеристики комбинированного объемного разряда в присутствии фронта плоской ударной волны и в неподвижном воздухе [5,9,32]. Была показана связь пульсаций свечения вблизи фронта с осцилляциями тока [9,23]. Длительность свечения в экспериментах зависела от положения плоской ударной волны в разрядном объеме в момент приложения напряжения. Вблизи фронта ударной волны наблюдалось длительное послесвечение. Это свидетельствует о протекании реакций, которые могут оказывать влияние на газодинамическое течение.

Несмотря на разносторонние теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия ударных волн с плазмой, остается актуальной задача дальнейшего изучения плазменных процессов в условиях высокоскоростного газодинамического течения с ударными волнами разной геометрии. Целью настоящей работы было исследование пространственного распределения и динамики излучения наносекундного комбинированного объемного разряда, взаимодействующего с фронтом дифрагированной ударной волны в прямоугольном канале. При этом акцент сделан на рассмотрении влияния геометрии фронта ударной волны на динамику излучения, а также на временных зависимостях свечения от параметров плазмы.

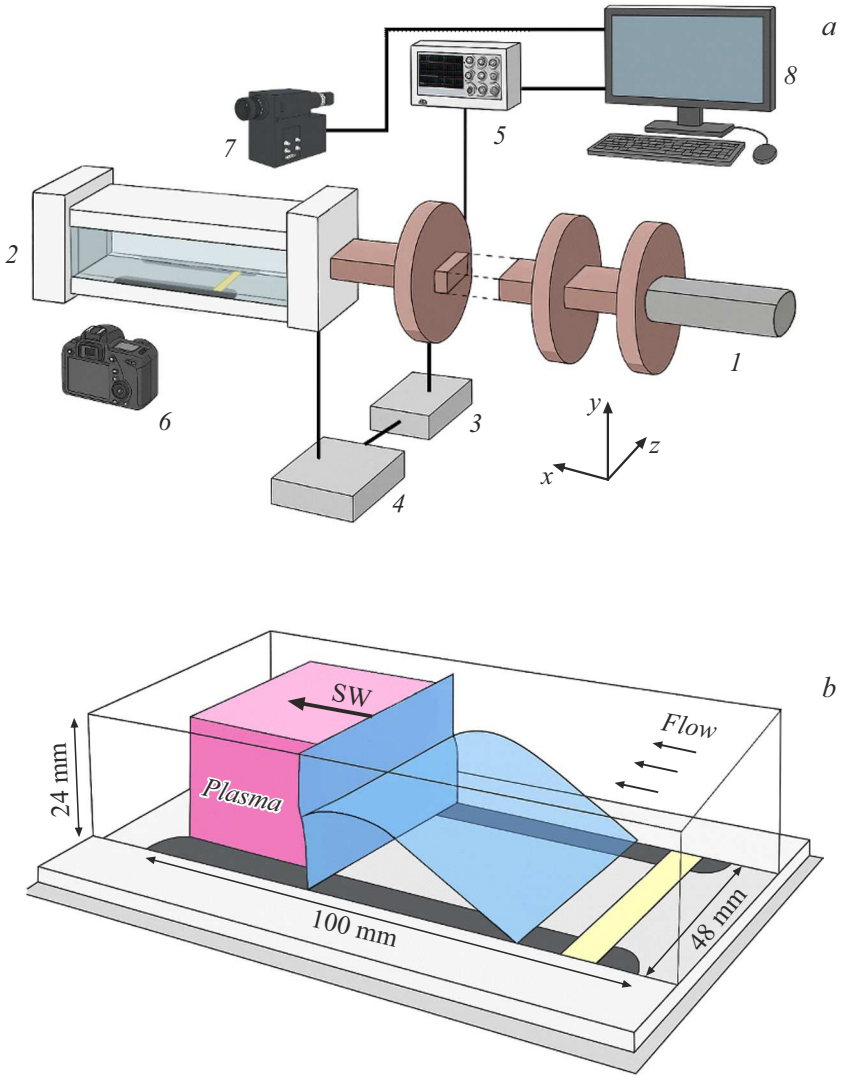

Рис. 1. *a* — схема экспериментальной установки: *1* — ударная труба, *2* — разрядная секция, *3* — блок синхронизации процессов, *4* — блок запуска разряда, *5* — осциллограф, *6* — фотокамера, *7* — электронно-оптическая камера, *8* — блок хранения и обработки данных; *b* — схема течения в разрядной секции с дифрагированной ударной волной.

1. Экспериментальная установка и методика обработки данных

Экспериментальная установка состояла из ударной трубы диафрагменного типа с камерой низкого давления длиной 297 cm прямоугольного сечения 48×24 mm. В качестве рабочего газа использовался воздух при начальном давлении $p_0 = 10-100$ Torr, а толкающего газа — гелий под давлением до 10 атмосфер. Разрыв диафрагмы приводил к формированию плоской ударной волны, за которой устанавливался однородный спутный поток. Продолжительность сверхзвукового спутного течения составляла $300-600\,\mu$s при числах Маха ударных волн $M = 3.0-4.4$. Для определения скорости фронта ударной волны использовались пьезоэлектрические датчики давления, установленные вдоль канала, с точностью измерений до 0.1 m/s.

В конце камеры низкого давления ударной трубы размещалась разрядная секция (рис. 1), геометрические размеры которой были равны сечению канала ударной трубы. Боковые стенки секции были выполнены из плоскопараллельных кварцевых пластин. Течение в разрядной секции являлось близким к двумерному, что показано в экспериментах и подтверждается численными расчетами [24]. На нижней стенке разрядной секции находилось препятствие в форме параллелепипеда размером $6 \times 2 \times 48$ mm $(x \times y \times z)$ (рис. 1, *b*), которое позволяло создавать сложное газодинамическое течение с дифрагированной ударной волной и неоднородным потоком за ее фронтом.

Фронт ударной волны в прямом канале ударной трубы представляет собой плоскость, разделяющую области низкого и высокого давлений. При прохождении плоской ударной волной препятствия она дифрагирует

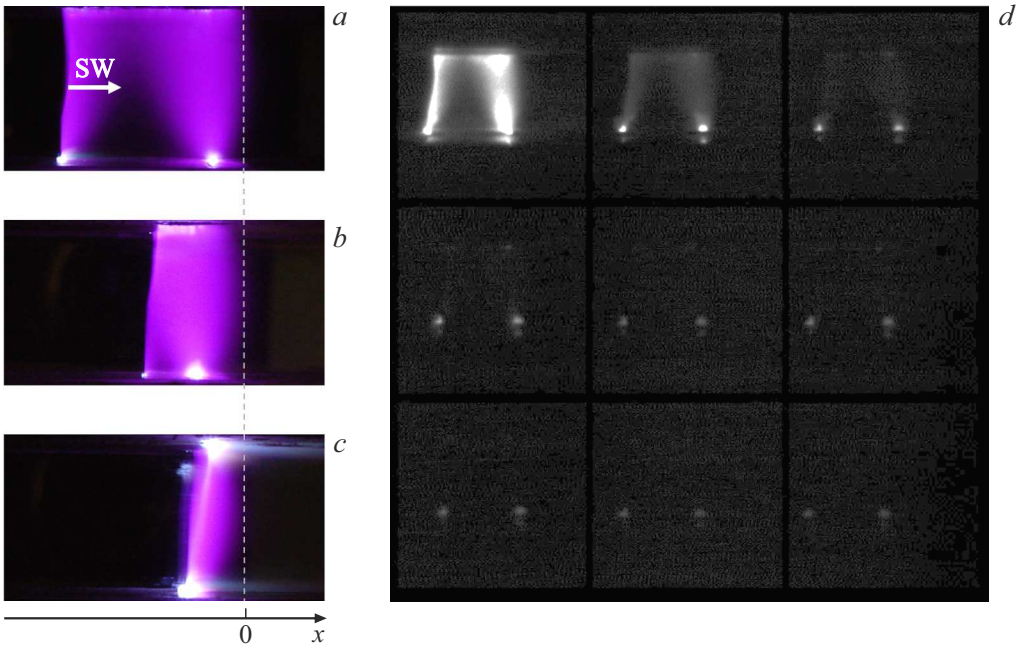

Рис. 2. Фотоизображения свечения разряда перед дифрагированной ударной волной при $x = -27$ (a), -11 (b), -5 mm (c) и 9-кадровое изображение (d), соответствующее (a) (экспозиция/пауза — 100/100 ns). $M = (4.2 \pm 0.1)$, $p_0 = 9$ Torr.

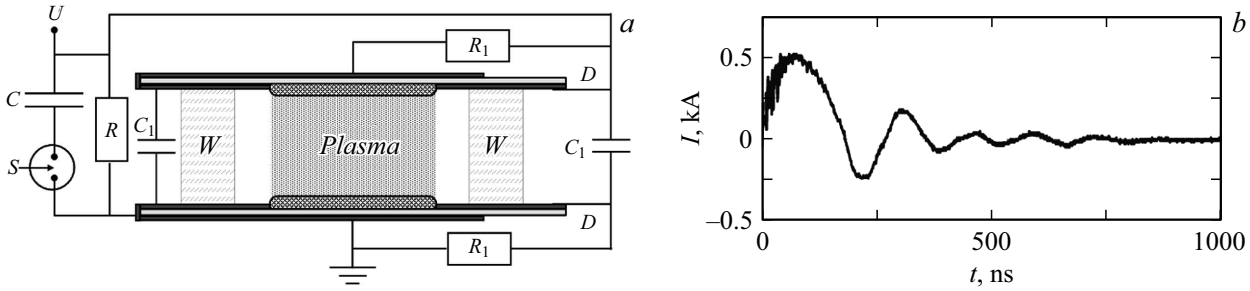

Рис. 3. a — электрическая схема разряда: $C = 2300$ pF, $C_1 = 470$ pF, $R = 1$ kW, $R_1 = 1.5$ kW, $U = 25$ kV; S — управляемый разрядник, W — кварцевые стенки разрядной секции, D — диэлектрик; b — осциллограмма тока в неподвижном воздухе при давлении 23 Torr.

таким образом, что ее фронт приобретал искривленную форму [24,32]. В однородной среде по мере удаления ударной волны от препятствия кривизна ее фронта уменьшается (рис. 2, a–c), как показано в работе [32], и ударная волна практически восстанавливает плоскую форму при $x > -10$ mm.

На верхней и нижней диэлектрических стенках разрядной секции, находящихся на расстоянии 24 mm друг от друга, располагались медные электроды поверхностных разрядов толщиной 0.1 mm (рис. 1, 3, a). При рассмотрении движения фронта ударной волны в разрядной секции конец электродов принимался за нулевую координату x. Электрическая схема наносекундного комбинированного объемного разряда, в состав которого входили два поверхностных скользящих разряда, показана на рис. 3, a. При подаче импульсного напряжения на поверхностях диэлектрика формировались верхний и нижний плазменные электроды площадью 30×100 mm, обеспечивающих предыонизацию объема за счет ультрафиолетового излучения [25,26]. Объемный пробой газа происходил в момент импульсной разрядки конденсатора, заряженного до рабочего напряжения $U = 25$ kV (рис. 3, a). Максимальная электрическая энергия, запасенная в основной емкости, составляла 0.72 J. Полный ток, протекающий в цепи комбинированного объемного разряда, регистрировался малоиндуктивным шунтом специальной конструкции, установленным в разрыве цепи заземления. Для записи осциллограмм тока применялся четырехканальный цифровой запоминающий осциллограф Tektronics TPS 2014. На рис. 2, b показана осциллограмма тока при инициировании разряда в неподвижной однородной среде, показывающая характерные колебания тока разряда. Средняя длительность протекания разрядного тока составляла около 600 ns.

Запуск разряда синхронизовался с сигналами пьезоэлектрических датчиков давления в канале ударной трубы и осуществлялся подачей импульса от генератора на управляемый разрядник (рис. 3, *a*). Такая схема обеспечивала инициирование разряда при заданном положении фронта ударной волны; протяженность формируемой плазменной области составляла 7–40 mm.

Излучение комбинированного объемного разряда в неподвижном воздухе и в потоках с ударными волнами регистрировалось через прозрачные стенки разрядной секции. Съемка велась фотоаппаратами, установленными по обе ее стороны, и интегральное по времени свечение фиксировалось с экспозицией, соответствующей длительности свечения разряда. Фотоизображения также позволяли точно определить положение фронта ударной волны в плазменной области в момент подачи импульсного напряжения. За время экспозиции его смещение не превышало 1 mm. Фотоизображения обрабатывались с помощью графического редактора для повышения резкости и контрастности. Электронно-оптическая камера с наносекундным разрешением K011 работала в режиме девятикадровой съемки с экспозицией 100 ns и интервалами между кадрами от 100 до 300 ns [27]. Спектральная чувствительность камеры составляла 380–880 nm, размер активной области фотокатода — 13×17.3 mm. Электронно-оптические изображения обрабатывались с использованием встроенного программного обеспечения камеры, а также собственного программного кода, разработанного авторами.

Для получения временных зависимостей интенсивности свечения разряда проводилось сканирование как объемного свечения разряда в центральной части канала, так и приповерхностных областей вблизи его стенок. Сначала выполнялось интегрирование яркости (суммирование количества светлых пикселей) по полосе фиксированной ширины. Полученные значения нормировались на протяженность плазменной области перед фронтом ударной волны, что позволяло учесть различия в геометрических размерах области свечения в различных экспериментах. Таким образом, полученные значения были пропорциональны интенсивности излучения из единицы объема. Затем значения интенсивности дополнительно нормировались на максимальное значение. Такая методика позволила получить временные зависимости интенсивности излучения плазмы в областях объемного и поверхностного свечения разряда и проследить динамику свечения плазменной области в процессе взаимодействия с ударной волной.

Погрешность обработки изображений определялась статистическими флуктуациями яркости, неопределенностью в выборе области сканирования и погрешности нормировки на параметры плазменной области. Статистическая погрешность яркости определялась по темным кадрам, полученным в отсутствие разряда, путем расчета стандартного отклонения интенсивности в области сканирования. Систематическая погрешность, связанная с выбором области интегрирования, оценивалась путем варьирования положения линии сканирования и ее ширины в пределах 5 px; разброс полученных значений учитывался в общей ошибке. Отдельно учитывалась погрешность, связанная с нормировкой на протяженность плазменной области и координату максимальной интенсивности: изменения этих параметров в пределах разрешения изображения составляли 1 px.

2. Эксперименты по взаимодействию ударной волны с плазменной областью

В ходе экспериментов одновременно анализировались временные характеристики разряда и динамика свечения плазмы при различных значениях числа Маха, начального давления и протяженности плазменного объема. Временные характеристики разряда определялись на основе анализа электронно-оптической съемки с наносекундным разрешением и осциллограмм тока. Пространственные характеристики газодинамического течения в канале были определены ранее путем анализа высокоскоростной теневой съемки течения и фотоизображений свечения разряда [24,32]. Использование разнообразных методов диагностики позволило детально исследовать процессы взаимодействия ударной волны с плазмой.

Рис. 2, *a–c* показывает свечение разряда перед фронтом дифрагированной ударной волны при разных положениях фронта, соответствующих различной протяженности плазменной области. Объемный характер импульсного пробоя прослеживается по пространственному распределению свечения на фотоизображениях, визуализирующих область прохождения разрядного тока. На всех кадрах отчетливо видна левая граница свечения, визуализирующая фронт дифрагированной ударной волны, и правая, соответствующая краю плазменного объема. Когда фронт ударной волны находится в разрядном объеме в момент подачи импульсного напряжения, величина электрического поля, отнесенная к концентрации нейтральных молекул, оказывается выше перед фронтом. Это приводит за счет большего коэффициента ионизации к росту концентрации электронов в области пониженного давления [29] и сопровождается протеканием объемного тока и свечением, локализованным перед фронтом ударной волны [18,19,32].

На рис. 2, *d* показаны 9 кадров электронно-оптической съемки разряда, демонстрирующие разные стадии излучения. Первые два кадра фиксируют фазу объемного свечения, продолжающуюся 100–200 ns, которая соответствует протеканию тока в области, ограниченной фронтом дифрагированной ударной волны. На следующих кадрах наблюдается постепенное затухание объемной фазы разряда, полная длительность которой превышает 500 ns. Затем до 2000 ns происходит продолжительное послесвечение поверхностных разрядов на верхней и нижней стенках камеры.

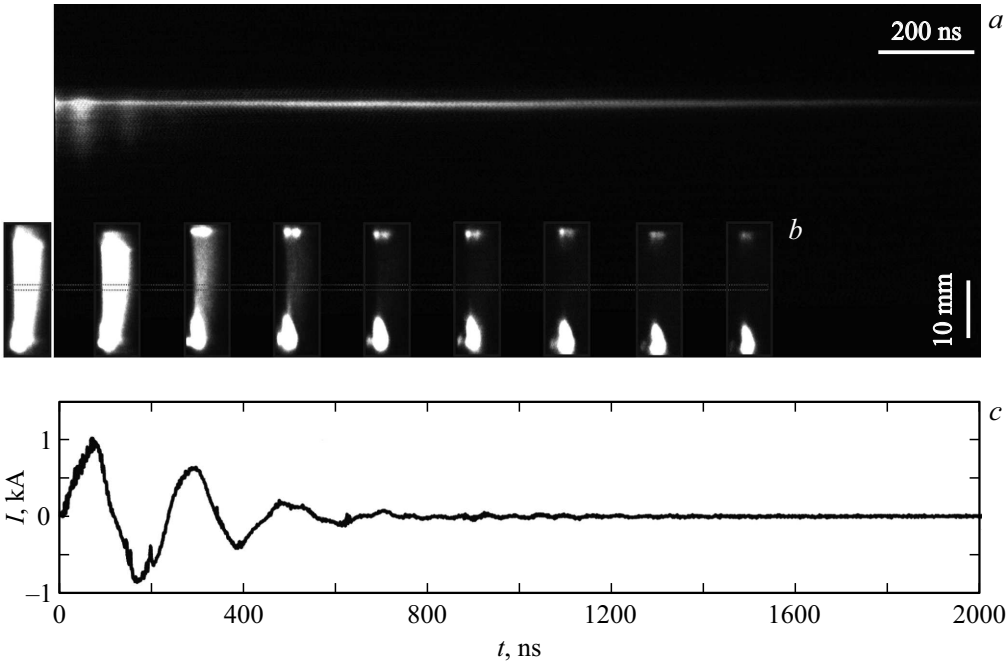

Рис. 4. Временна́я развертка (*a*) и 9-кадровое электронно-оптическое изображение (*b*) (экспозиция/пауза — 100/100 ns) свечения объемного разряда перед плоской ударной волной; *c* — осциллограмма тока. $M = 4.60$, $p_0 = 6$ Torr, $x = -14$ mm.

Рис. 4 показывает временную развертку свечения в центральной области канала (рис. 4, *a*), серию электронно-оптических кадров (рис. 4, *b*) и осциллограмму тока (рис. 4, *c*) разряда при его взаимодействии с плоской ударной волной. Излучение из области плазмы сохраняется более 1000 ns после прекращения тока разряда, что отражает сложную релаксационную динамику в области перед фронтом ударной волны, как отмечалось в [23,28]. Длительность свечения поверхностных разрядов также может превышать 1500 ns. Развертка свечения получена из области центральной части канала, обозначенной пунктиром на рис. 4, *b*.

Далее было проведено сопоставление временных профилей интенсивности послесвечения плазмы в объемных и поверхностных областях разряда при различной длине плазменного объема перед фронтом ударной волны (рис. 5). Во всех рассмотренных случаях наблюдается немонотонное снижение интенсивности свечения. Максимальная интенсивность соответствует стадии протекания тока (до 500 ns), после чего следует экспоненциальный спад. Однако в интервале 650–1450 ns регистрируется повторное увеличение интенсивности, величина и длительность которого зависят от положения ударной волны в момент инициирования разряда, т. е. от протяженности плазменной области и соответственно параметров плазмы перед фронтом. Так, при минимальной протяженности плазменной области (7 mm) нарастание интенсивности начинается после 450 ns, достигает максимума к 650 ns и снова затухает. При протяженности плазменной области 11 mm нарастание излучения начинается после 950 ns с максимумом вблизи 1150 ns и

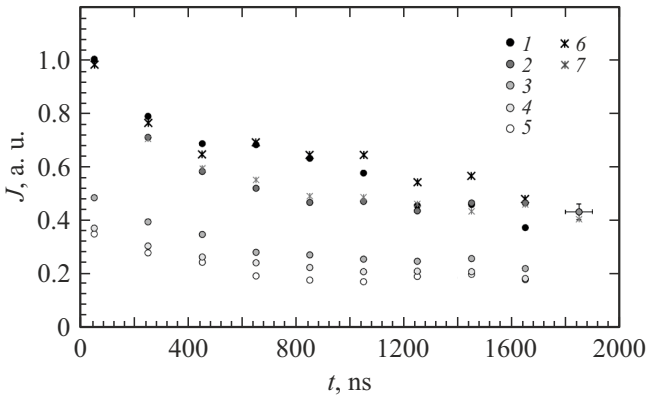

Рис. 5. Временна́я зависимость интенсивности свечения разряда в центральной части канала (*1–5*) и верхней приповерхностной области (*6*, *7*) при длине плазменного объема 7 (*1*, *6*), 11 (*2*, *7*), 16 (*3*), 20 (*4*), 22 mm (*5*). $M = (4.2 \pm 0.1)$, $p_0 = 9$ Torr.

последующим спадом. Для более протяженных плазменных областей (16–22 mm) нарастание интенсивности начинается еще позднее, достигая максимума к 1450 ns. Аналогичный характер зависимости сохраняется и при других числах Маха ударных волн: после спада интенсивности, наблюдаемого до 1050–1250 ns, следует нарастание и достижение второго максимума в области 1450 ns.

Количественные оценки нарастания интенсивности были сделаны относительно значений на кривой экспоненциального затухания. Определенное таким образом максимальное превышение интенсивности состави-

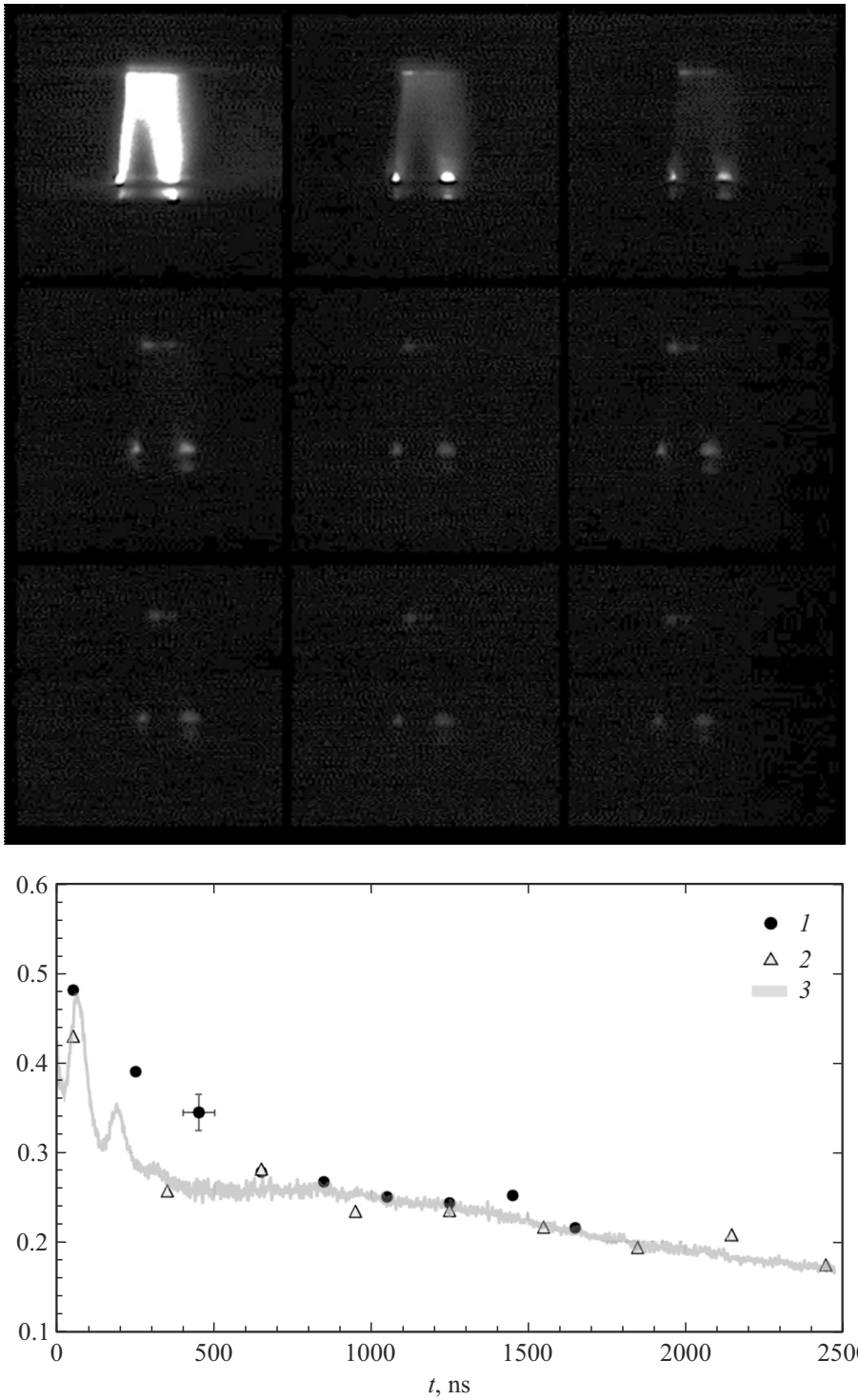

Рис. 6. *a* — 9-кадровое изображение свечения разряда с ударной волной при $x = -16$ mm (экспозиция/пауза — 100/100 ns), *b* — временные зависимости интенсивности свечения в центральной части объема при $x = -16$ mm (*1*, экспозиция/пауза — 100/100 ns), $x = -17.5$ mm (*2*, экспозиция/пауза — 100/200 ns), $x = -14$ mm (*3*, по развертке свечения рис. 4, *a*). $M = (4.2 \pm 0.1)$, $p_0 = 9$ Torr.

ло 25 % при $x = -7$ mm, 21 % при $x = -11$ mm, 14 % при $x = -16$ mm при погрешности обработки 3 %. При больших протяженностях плазменного объема нарастание интенсивности менее выражено и может находиться в пределах погрешности обработки (рис. 5, ряды 4, 5). Таким образом, можно считать достоверным наличие повторного увеличения интенсивности свечения после окончания тока разряда, что может быть связано с кинетическими процессами, определяемыми состоянием плазмы перед ударной волной.

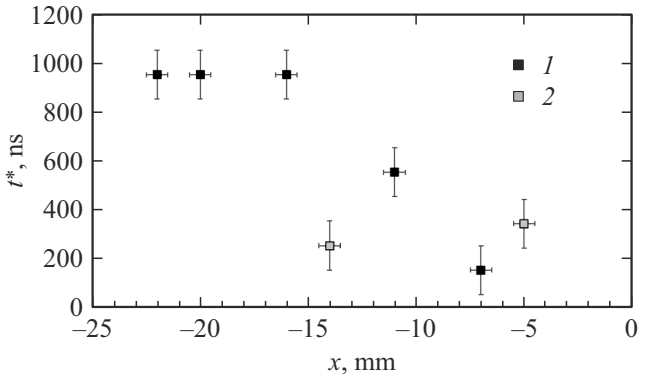

Рис. 7. Зависимость времени нарастания интенсивности послесвечения разряда от протяженности плазменной области (*1* — дифрагированная УВ, *2* — плоская УВ).

Аналогичная временна́я зависимость интенсивности свечения наблюдается и на интервале до 2500 ns (рис. 6). После окончания тока разряда наблюдается экспоненциальный спад интенсивности до 1050–1250 ns, за которым следует повторное нарастание с максимумом около 1450 ns, сменяющееся экспоненциальным затуханием после 1800 ns. Таким образом, сохраняется характерная эволюция свечения: максимальная интенсивность во время протекания тока, затухание, вторичное нарастание и последующее затухание.

Полученные зависимости соответствуют результатам предыдущих исследований взаимодействия плоской ударной волны с плазмой объемного разряда, где отмечались схожие закономерности. Временна́я динамика объемного свечения плазменной области перед плоской ударной волной исследовалась на основе щелевых разверток (рис. 4, *a*, 6, *b*). Полученные таким образом зависимости сопоставлялись с результатами электронно-оптических съемок для более детального изучения характера затухания свечения плазменной области перед ударной волной. Анализ разверток свечения объемного разряда перед плоской ударной волной (рис. 6, *b*) показал, что в интервале от 700 до 1000 ns наблюдается повторное нарастание интенсивности свечения, что соответствует результатам для дифрагированной ударной волны.

На рис. 7 показана зависимость времени нарастания интенсивности на стадии послесвечения разряда t^* от протяженности плазменной области для двух типов ударных волн: дифрагированных *1* и плоских *2*. Это время соответствует времени нарастания излучения после окончания тока разряда. Зависимость показывает, что при больших протяженностях плазменной области (более 15 mm) это время достигает 1000 ns, в то время как при малых протяженностях (менее 15 mm) оно составляет в среднем около 150–550 ns.

3. Анализ релаксационных процессов в плазме перед фронтом ударной волны

При высоких величинах электрического поля значительная часть электрической энергии разрядов в воздухе идет на ионизацию молекул, на возбуждение колебательных и электронных степеней свободы молекул азота и кислорода [7,15,29]. Были проведены оценки характерных времен релаксационных процессов в плазме наносекундных разрядов. Оценка средней концентрации электронов в области плазмы разряда проводилась на основе соотношения с максимумом тока разряда [9]:

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

где $j_{\max}$ — плотность тока, e — заряд электрона, n_e — концентрация электронов, S — поперечное сечение протекания тока, $V_d(E/N)$ — скорость дрейфа электронов в электрическом поле напряженностью E при концентрации нейтральных частиц N. Максимальное значения тока разряда $I_{\max}$ в экспериментах зависело от начального давления и положения ударной волны в момент приложения напряжения и составляло 600–1000 A. Приведенная напряженность электрического поля, которая оценивалась по параметрам электрической цепи (рис. 3, *a*), составляла $E/N = (3–15) \cdot 10^{-15}\,\mathrm{V \cdot cm^2} = (300–1500)\,\mathrm{Td}$. Скорость дрейфа электронов V_d в реализуемом диапазоне значений E/N была $10^7–10^8$ cm/s [33]. Рассчитанная таким образом концентрация электронов в объеме перед фронтом ударной волны находилась в пределах $(5–10) \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm^{-3}}$, а в приповерхностных областях — $(1–5) \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm^{-3}}$. В неподвижном воздухе концентрация электронов в объеме составляла $\sim 10^{12}\,\mathrm{cm^{-3}}$. Время рекомбинации электронов и ионов в плазме объемного разряда составляла около 300 ns, а в плазме поверхностного разряда — 50 ns. Во время распада плазмы воздуха часть энергии, выделяющейся при рекомбинации электронов и ионов, переходит в тепло [7,15].

Для описания динамики свечения плазмы перед фронтом плоской ударной волны учитывалась ее связь с движением газодинамических возмущений [23]. При инициировании импульсного разряда происходил распад разрыва на фронте ударной волны [5,20], и одна из образовавшихся ударных волн продолжала движение по плазменной области, сжимая ее. Так как спектр излучения разряда определяется полосами второй положительной системы азота [9,23], интенсивность излучения пропорциональна концентрации молекул азота в возбужденном состоянии $C^3\Pi_u$ [29]. При расчетах динамики излучения разряда с плоской ударной волной предполагалось, что после разряда состояние $C^3\Pi_u$ заселяется в реакциях столкновений молекул азота в метастабильном состоянии $A^3\Sigma_u^+$, концентрация которых повышается при прохождении ударной волны по плазменной области [23,33,34]. Полученная расчетная зависимость показала хорошее согласие с динамикой излучения, когда

в течение 200 ns после окончания тока разряда наблюдалось возрастание интенсивности излучения, а затем ее спад с характерным временем около 600 ns [23,33]. Без учета сжатия ударной волной плазменной области наблюдался монотонный спад излучения на стадии послесвечения. Расчеты для экспериментов с дифрагированной ударной волной показывали аналогичную динамику послесвечения разряда, несмотря на более сложную структуру течения, что подтверждает схожесть кинетических процессов в плазменной области перед фронтом. С уменьшением протяженности плазменной области, т.е. увеличением концентрации электронов, динамика послесвечения становится более выраженной (рис. 5). С ростом числа Маха наблюдается более резкое нарастание интенсивности на стадии послесвечения.

Энергия электронных степеней свободы молекул (ET-релаксация) может переходить в кинетическую энергию, приводя к нагреву газа [3,7,15,22]. На стадии послесвечения это процессы с участием молекул в метастабильных состояниях [15,35], характерные времена которых зависят от концентраций возбужденных молекул. Заселенность метастабильных состояний молекулярного азота $A^3\Sigma_u^+$ и $B^3\Pi_g$ (с временами жизни 13 s и 6.5 μs соответственно) в воздухе при пониженных давлениях остается высокой на протяжении нескольких микросекунд после окончания тока разряда [15,22] и также может влиять на движение возмущений.

Заключение

В настоящем исследовании экспериментально изучено взаимодействие наносекундного комбинированного объемного разряда с дифрагированной ударной волной в воздухе. Применение фото- и электронно-оптической регистрации свечения разряда позволило зафиксировать немонотонное затухание свечения плазмы после окончания тока разряда при взаимодействии с дифрагированной ударной волной. Обнаружено, что интенсивность послесвечения имеет дополнительный максимум в интервале от 500 до 2000 ns, который зависит от протяженности плазменной области перед фронтом ударной волны. Эффект повторного нарастания свечения наиболее выражен при минимальной протяженности плазменной области перед фронтом ударной волны, а при ее увеличении нарастание менее выражено и происходит позднее. Сравнение с результатами исследований с плоскими ударными волнами показало, что форма фронта ударной волны (плоская или искривленная) не оказывает заметного влияния на характер свечения. Таким образом, эффект повторного нарастания свечения указывает на связь газодинамического влияния ударной волны на процесс излучения.

Определяющими процессами в динамике послесвечения являются процессы релаксации электронного возбуждения, колебательно-поступательной релаксации, характерные времена которых находятся в диапазоне до нескольких микросекунд. Ключевыми являются столкновительные процессы метастабильных молекул азота с переходом в излучающее состояние $C^3\Pi_u$. При концентрациях электронов, характерных для плазмы объемного разряда, заселение этого состояния осуществляется как прямым электронным ударом, так и в результате столкновений молекул азота в метастабильных состояниях. Это существенно изменяет кинетику излучения в присутствии движущегося фронта ударной волны по сравнению с радиационным распадом в неподвижном воздухе. Таким образом, в пределах временного интервала до 2 μs эффекты, связанные с переходами метастабильных молекул в излучающие состояния, формируют наблюдаемую динамику послесвечения. Протекающие реакции могут, в свою очередь, оказывать влияние на характеристики сверхзвукового течения. Таким образом, релаксационные процессы в плазме наносекундного разряда играют определяющую роль в динамике излучения при взаимодействии с ударными волнами. Результаты проведенного исследования направлены на уточнение механизма взаимодействия ударных волн с плазменными неоднородностями. Они могут быть использованы для оптимизации устройств плазменного управления ударно-волновыми конфигурациями в высокоскоростных потоках, в том числе в каналах воздухозаборников летательных аппаратов.

Финансирование работы

Работа А. Ивановой поддержана Фондом развития теоретической физики и математики „БАЗИС“, грант 24-2-10-54-1.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V. Fomin, P. Tretyakov, J.-P. Taran. Aerospace Sci. Technol., **8** (5), 411 (2004). https://doi.org/10.1016/j.ast.2004.01.005

[2] S.O. Macheret, Yu.Z. Ionikh, N.V. Chernysheva, A.P. Yalin, L. Martinelli, R.B. Miles. Phys. Fluids, **13** (9), 13 (2001).

[3] D.A. Xu, M.N. Shneider, D.A. Lacoste, C.O. Laux. J. Phys. D: Appl. Phys., **47** (23), 235202 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/23/235202

[4] G. Cicala, D. Bruno, M. Capitelli, S. Longo, A.C. Rainò. J. Physics D: Appl. Phys., **57**, 375 (2010). DOI: https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-00066-y

[5] И.А. Дорощенко, И.А. Знаменская, А.Ю. Кузнецов, И.В. Мурсенкова, Н.Н. Сысоев. ЖТФ, **88** (5), 684 (2018). [I. Doroshchenko, I. Znamenskaya, A. Kuznetsov, I. Mursenkova, N. Sysoev. Tech. Phys., **63** (5), 662 (2018). DOI: 10.1134/S1063784218050067]

[6] Т.А. Лапушкина, А.В. Ерофеев, О.А. Азарова, О.В. Кравченко. ЖТФ, **89** (1), 42 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46960.121-18 [T.A. Lapushkina, A.V. Erofeev, O.A. Azarova, O.V. Kravchenko. Tech. Phys., **64** (1), 34 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219010201]
[7] А.Ю. Стариковский, Н.Л. Александров. Физика плазмы, **47** (2), 126 (2021). [A.Yu. Starikovskiy, N.L. Aleksandrov. Plasma Phys. Rep., **47** (2), 148 (2021).]
[8] D. Knight, N. Kianvashrad. Energies, **15**, 9645 (2022).
[9] Н.О. Архипов, И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.Ю. Остапенко, Н.Н. Сысоев. Вестник Московского ун-та. Серия 3: Физика, астрономия, **1**, 88 (2014). [N. Arkhipov, I. Znamenskaya, I. Mursenkova, I. Ostapenko, N. Sysoev. Moscow Univ. Phys. Bull., **69**, 96 (2014).]
[10] N. Siefert, B.N. Ganguly, P. Bletzinger. Phys. Rev. E, **72**, 066402 (2005).
[11] А.И. Климов, А.М. Коблов, Г.И. Мишин, Ю.Л. Серов, И.П. Явор. Письма в ЖТФ, **8** (7), 439 (1982). [A.I. Klimov, A.N. Koblov, G.I. Mishin, Yu.L.Serov, I.P. Yavor. Sov. Tech. Phys. Lett., **8**, 240 (1982).]
[12] П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин. МЖГ, **5**, 152 (2003). [P.Yu. Georgievskii, V.A. Levin. Fluid Dyn., **38**, 794 (2003). DOI: 10.1023/B:FLUI.0000007841. 91654.10]
[13] П.Ю. Георгиевскиий, В.А. Левин, О.Г. Сутырин. Письма в ЖТФ, **44** (20), 3 (2018). [P.Yu. Georgievskiy, V.A. Levin, O.G. Sutyrin. Tech. Phys. Lett., **44**, 10 (2018).]
[14] А.К. Сухов. Вестник Московского ун-та. Серия 3: Физика, астрономия, **5**, 39 (2017). [A.K. Sukhov. Moscow Univ. Phys. Bull., **76**, 47 (2021). DOI: 10.3103/S0027134921010100]
[15] S. Nagaraja, V. Yang, I. Adamovich. J. Phys. D: Appl. Phys., **46**, 155205 (2013).
[16] I. Znamenskaya, I. Mursenkova, I. Doroshchenko, I. Ivanov. Phys. Fluids, **31** (11), 116101 (2019).
[17] X.G. Ma, J. Fan, Y.K. Wu, X.W. Liu, R. Xue. Phys. Fluids, **34** (8), 086102 (2023).
[18] И.А. Знаменская, А.Е. Луцкий. *Исследование эволюции и взаимодействия разрывов течения в канале под действием импульсного вложения энергии* (Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2005), № 88.
[19] I.A. Znamenskaya, D.A. Koroteev, D.M. Orlov, I.V. Mursenkova, A.E. Lutsky, I.E. Ivanov. *Shock wave interaction with nanosecond transversal discharges in shock tube channel* (ISSW-26. Book of Abstracts. 2007), p. 1–7.
[20] I. Znamenskaya, A. Kuznetsov, I. Mursenkova, I. Doroschenko. J. Phys.: Conf. Series, **1112**, 012006 (2018).
[21] S.B. Leonov, V. Petrishchev, I.V. Adamovich. J. Phys. D: Appl. Phys., **47**, 465201 (2014).
[22] N. Aleksandrov, E. Anokhin, S. Kindysheva, A. Kirpichnikov, I. Kosarev, M. Nudnova, S. Starikovskaia, A. Starikovskii. J. Phys. D-Appl. Phys., **45**, 255202 (2012). DOI: 10.1088/0022-3727/45/25/255202
[23] А.Ю. Кузнецов, И.В. Мурсенкова, П.Ю. Уланов. Письма в ЖТФ, **45** (24), 48 (2019). [A. Kuznetsov, I. Mursenkova, P. Ulanov. Tech. Phys. Lett., **45** (12), 1266 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019120228]
[24] А.Ю. Кузнецов, И.В. Мурсенкова. Прикладная физика, **5**, 16 (2016). [A.Yu. Kuznetsov, I.V. Mursenkova. Appl. Phys., **5**, 16 (2016).]
[25] H. Brunet, P. Vincent. J. Appl. Phys., **50** (7), 4708 (1979). DOI: 10.1063/1.326527
[26] В.М. Борисов, А.И. Демин, А.В. Ельцов, В.П. Новиков, О.Б. Христофоров. Квантовая электроника, **26** (3), 204 (1999).
[27] Электронный ресурс. Режим доступа: https://www.vniiofi.ru/depart/r5/k011.html?ysclid=m471hwzuxa251158883
[28] А.Ю. Кузнецов, И.В. Мурсенкова. Прикладная физика, **5**, 16 (2016). [A.Yu. Kuznetsov, I.V. Mursenkova. Appl. Phys., **5**, 16 (2016).]
[29] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1992) [Yu.P. Raizer. *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1991)]
[30] I. Ivanov, I. Kryukov, D. Orlov, I. Znamenskaya. Experiments in Fluids, **48** (4), 607 (2010).
[31] Г.С. Глушко, И.Э. Иванов, И.А. Крюков. Матем. моделирование, **21** (12), 103 (2009). [G. Glushko, I. Ivanov, I. Kryukov. Math. Models Comput. Simul., **2**, 407 (2010).]
[32] А.А. Иванова, И.В. Мурсенкова. Вестн. Московского ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия, **2**, 2320601 (2023). [A. Ivanova, I. Mursenkova. Moscow Univ. Phys. Bull., **78**, 204 (2023).]
[33] H. Brunet, P. Vincent. J. Appl. Phys., **50** (7), 4708 (1979). DOI: 10.1063/1.326527
[34] Ю.А. Лебедев, В.А. Шахатов. Физика плазмы, **32**, 58 (2006). [Y. Lebedev, V. Shakhatov. Plasma Phys. Reports, **32**, 568 (2006). DOI: 10.1134/S1063780X06010065]
[35] W. Yang, Q. Zhou, S. Qiang, Z. Dong, E. Yan. AIP Advances, **10**, 105311 (2020). DOI: 10.1063/5.0021993