

03.3

## Динамика излучения наносекундного поверхностного скользящего разряда в потоке с ударной волной

© А.Ю. Кузнецов, И.В. Мурсенкова, П.Ю. Уланов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия  
E-mail: kuznecov.alexander15@gmail.com

Поступило в Редакцию 13 июня 2019 г.

В окончательной редакции 25 июня 2019 г.

Принято к публикации 23 сентября 2019 г.

Экспериментально исследовано пространственно-временное распределение излучения поверхностного скользящего разряда длительностью  $\sim 300$  ns в неподвижном воздухе при давлениях 2–200 Torr и при взаимодействии с плоскими ударными волнами с числами Маха 2.8–3.3. Проанализированы динамика излучения разряда на основе обработки разверток и 9-кадровых изображений свечения, спектральный состав излучения и ток разряда. Показано, что зависимость интенсивности излучения разряда, взаимодействующего с ударной волной, коррелирует с моделируемой временной зависимостью заселенности состояния  $C^3P_u$  азота при ударном сжатии плазменной области.

**Ключевые слова:** поверхностный скользящий разряд, динамика излучения, время затухания, электронно-оптическая камера, плоская ударная волна.

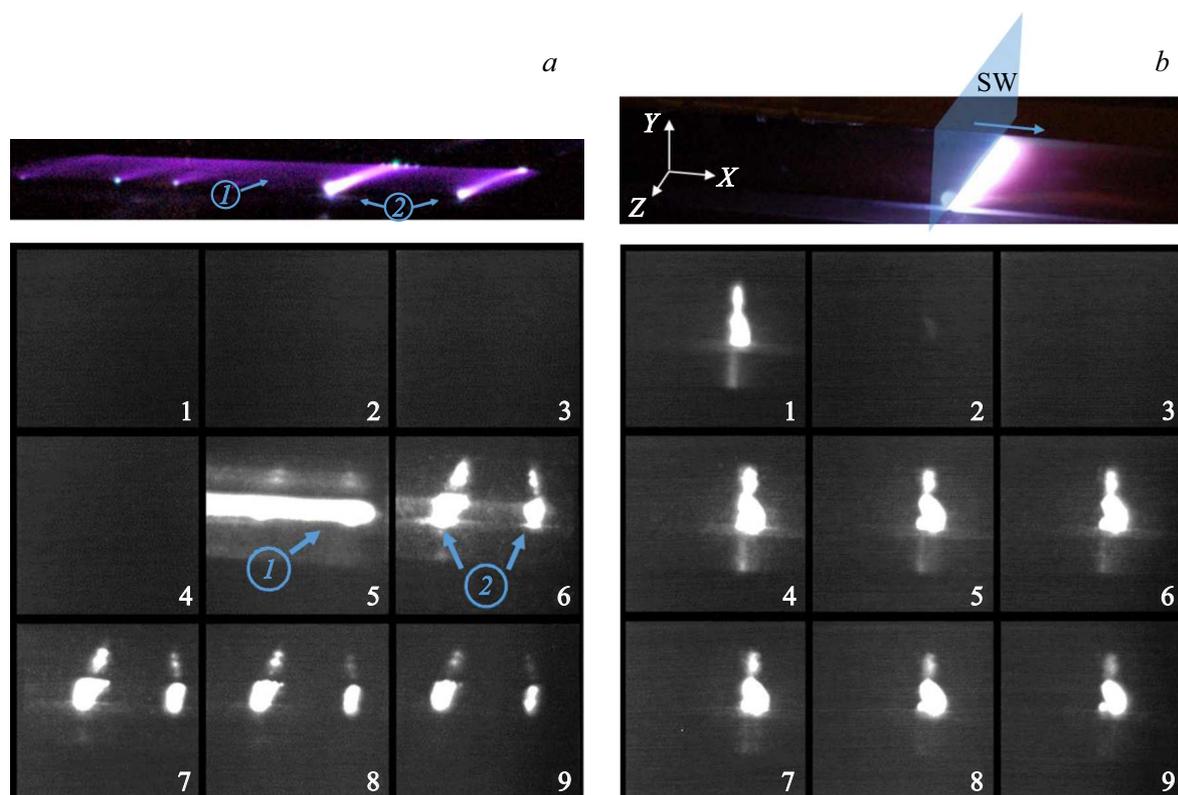
DOI: 10.21883/PJTF.2019.24.48804.17924

Изучение взаимодействия потоков газа с плазменными образованиями связано с задачами плазменной аэродинамики и остается актуальным на протяжении последних десятилетий [1–3]. При помощи поверхностных разрядов разного типа (плазменных актуаторов) можно реализовать энерговыход в пристеночную область течения газа, контролируя ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое, положение зон отрыва и скачков уплотнения вблизи обтекаемой поверхности [1]. Поверхностный скользящий разряд длительностью  $\sim 300$  ns оказывает ударно-волновое и тепловое воздействие на однородные высокоскоростные потоки [3]. В присутствии фронта ударной волны изменяется пространственная структура свечения наносекундных разрядов, и воздействие на поток определяется последующим движением газодинамических разрывов [4]. Понимание механизма взаимодействия ударных волн с газоразрядной плазмой, включая определение динамики излучения разряда вблизи фронта ударной волны, дает возможность определять оптимальные режимы применения разрядов для эффективного управления неоднородными потоками с разрывами. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование пространственно-временного распределения свечения, спектрального состава излучения и тока наносекундного поверхностного скользящего разряда в неподвижном воздухе при давлении 2–200 Torr (плотность  $0.003$ – $0.330$  kg/m<sup>3</sup>) и в сверхзвуковых потоках воздуха с плоскими ударными волнами с числами Маха 2.8–3.3.

Экспериментальные исследования проводились на ударной трубе с прямоугольным каналом сечением  $24 \times 48$  mm и встроенной разрядной камерой [3,4]. На верхней и нижней стенках разрядной камеры на рас-

стоянии 24 mm друг от друга инициировались поверхностные скользящие распределенные разряды протяженностью 10 cm (по направлению движения ударной волны) с межэлектродным расстоянием 3 cm. Скользящий разряд формировался в тонком газовом слое вблизи поверхности диэлектрика (стеклотекстолита) при подаче импульсного напряжения 25 kV на систему электродов специальной конфигурации [3]. Исследовалось излучение разрядов в неподвижном воздухе и в сверхзвуковых потоках с плоской ударной волной при различных положениях фронта ударной волны в разрядной области и за ее пределами. За время тока разряда фронт ударной волны смещался менее чем на 0.5 mm. С помощью сигналов пьезоэлектрических датчиков давления в канале ударной трубы измерялась скорость ударных волн и осуществлялась синхронизация процессов.

Через боковые стенки разрядной камеры, выполненные из кварцевого стекла с полосой пропускания 200–2800 nm, фотокамерами и высокоскоростными электронно-оптическими камерами БИФО K008, K011 регистрировалось свечение разряда, спектрометром AvaSpec-2048FT (диапазон длин волн 200–1100 nm) — спектры излучения. Длительность разверток свечения, полученных с помощью электронно-оптической камеры БИФО K008, составляла  $2 \mu s$ . Щель камеры располагалась вдоль оси  $Ox$ , поперек направления распространения каналов разряда и вдоль направления потока (рис. 1). При 9-кадровой регистрации камерой БИФО K011 экспозиция составляла 100 ns, пауза между кадрами 100 или 200 ns. Диапазон спектральной чувствительности электронно-оптических камер 270–850 nm (K008), 370–850 nm (K011). Регистрирующая излучение аппаратура устанавливалась под углом к плоскости раз-



**Рис. 1.** Фотоизображения (вверху) и 9-кадровые изображения (внизу) свечения поверхностного скользящего разряда в неподвижном воздухе при давлении 32 Торг (*a*) и при взаимодействии с фронтом ударной волны (*b*). Направление движения ударной волны показано стрелкой, число Маха 3.0, давление перед фронтом 17 Торг, фронт ударной волны за пределами разрядного промежутка (на расстоянии 2 мм). На 9-кадровых изображениях экспозиция кадра 100 ns, пауза между кадрами 100 (*a*) и 200 ns (*b*).

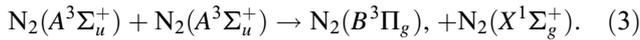
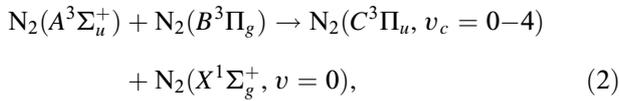
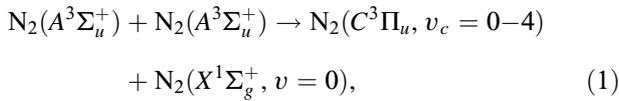
ряда в конце разрядного промежутка (по направлению движения ударной волны). По разверткам свечения определялись зависимости интенсивности свечения разрядов от времени и времена затухания свечения при разных условиях инициирования разрядов, по 9-кадровым изображениям анализировалось пространственное распределение свечения. С помощью специального малоиндуктивного шунта измерялся ток разряда.

Спектральные исследования показали, что основной вклад в излучение поверхностного скользящего разряда вносит вторая положительная система азота, соответствующая переходам  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$  (281–498 nm). В спектрах наблюдаются линии атомов азота, кислорода и водорода  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ . Линии водорода присутствуют вследствие диссоциации молекул воды, содержащихся в воздухе. Концентрация электронов в плазме в неподвижном воздухе, рассчитанная по штарковскому уширению линий водорода, при экспериментальных условиях составляла  $(0.1–1.4) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . После рекомбинации в течение 100–1000 ns в области неравновесного возбужденного газа происходила более медленная релаксация электронного и колебательного возбуждения молекул [5].

На рис. 1, *a* приведено фотоизображение разряда в неподвижном воздухе, на котором наблюдается

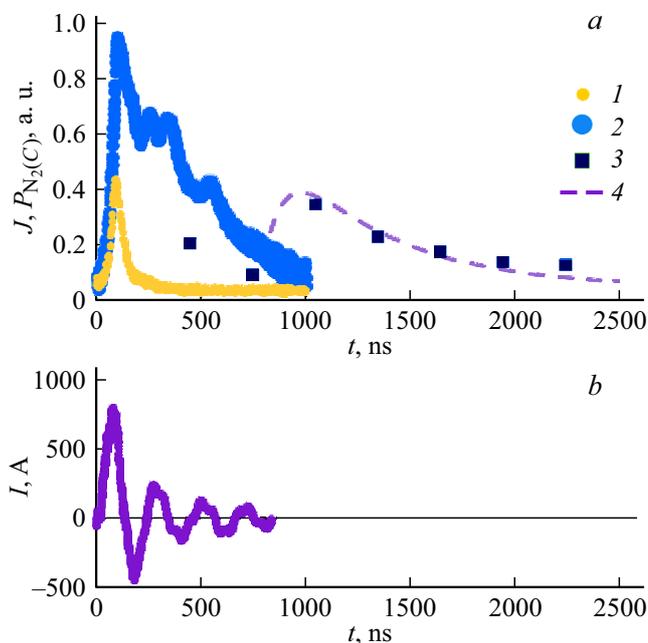
диффузное свечение плазменного слоя, состоящего из каналов близкой интенсивности (1), и интенсивное свечение ярких каналов (2). На соответствующем 9-кадровом изображении на рис. 1, *a* на кадре 5 видно свечение диффузного слоя (1) и двух ярких каналов (2), на следующих кадрах наблюдается затухающее излучение каналов. Временные зависимости интенсивности свечения каналов разряда в неподвижном воздухе (рис. 2, *a*) показывают, что свечение яркого канала имеет значительно большую длительность и коррелирует с осцилляциями тока (рис. 2, *b*). Полная длительность диффузного свечения меньше 200 ns, длительность свечения ярких каналов могла превышать 2000 ns. На рис. 3 показаны времена затухания излучения каналов разряда в неподвижном воздухе при разных давлениях, определенные по разверткам свечения. Время затухания диффузного излучения при давлении до 60 Торг близко к времени жизни излучающего состояния азота  $C^3\Pi_u$  ( $\sim 40$  ns), затем с ростом давления оно увеличивается до 100 ns. Времена затухания излучения ярких каналов разной интенсивности выше и лежат в пределах 100–350 ns. Динамика излучения интенсивных каналов разряда может быть связана с заселением состояний  $C^3\Pi_u$  и  $B^3\Pi_g$ , которые образуются при столкновениях молекул азота

в метастабильном состоянии  $A^3\Sigma_u^+$  [6–8] в следующих реакциях [9]:

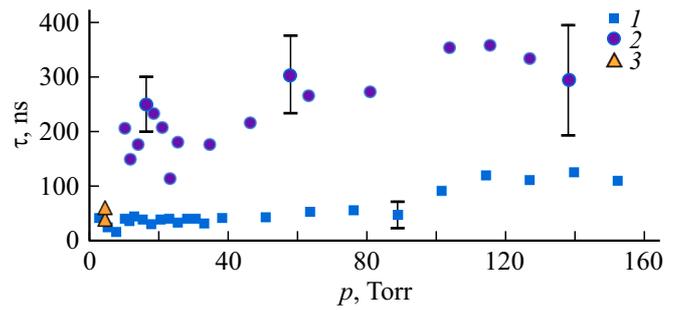


Концентрация молекул азота в метастабильном состоянии  $A^3\Sigma_u^+$  в наносекундных разрядах может достигать значений  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  [6,7].

При инициировании разряда в присутствии плоской ударной волны внутри разрядного промежутка ток протекает перед фронтом волны, в области низкой плотности, как показали фотоизображения и 9-кадровые изображения свечения, а также теневые исследования поля течения после разряда [10]. В том случае, когда ударная волна находится на небольшом расстоянии за пределами разрядного промежутка, ток разряда протекает по П-образным каналам, включающим фронт исходной ударной волны (рис. 1, *b*). Спектр излучения разряда при этом содержит континуум и интенсивные линии атомов азота, кислорода, водорода. Концентрация электронов в плазменной области вблизи фронта ударной



**Рис. 2.** *a* — временные зависимости интенсивности свечения  $J$  диффузного (1) и яркого (2) каналов разряда в неподвижном воздухе при давлении 25 Торг, интенсивности свечения разряда, взаимодействующего с фронтом ударной волны (3), заселенности  $P_{N_2(C)}$  состояния  $N_2(C^3\Pi_u)$  (4), расчет (зависимости 3 и 4 приведены для условий, соответствующих рис. 1, *b*); *b* — временная зависимость тока разряда в неподвижном воздухе при давлении 25 Торг.



**Рис. 3.** Времена затухания свечения диффузных (1) и интенсивных (2) каналов поверхностного скользящего разряда в зависимости от давления воздуха, а также время спада заселенности состояния  $N_2(C^3\Pi_u)$  в ближнем послесвечении наносекундного объемного разряда при давлении воздуха 4.6 Торг (3) [6].

волны на порядок выше, чем в неподвижном воздухе. Длительность излучения разряда, взаимодействующего с фронтом ударной волны, значительно больше длительности свечения разряда в неподвижном воздухе (рис. 2, *a*, кривая 3) и зависит от исходного положения плоской ударной волны в разрядном промежутке. Динамика излучения характеризуется тем, что после прекращения тока разряда наблюдается нарастание интенсивности излучения в течение 200–300 ns, а затем постепенное затухание (рис. 2, *a*, символы 3). Время затухания излучения разряда, взаимодействующего с ударной волной, определяется числом Маха ударной волны и начальным положением фронта и составляет 600–2500 ns. Подобные особенности излучения наблюдались при взаимодействии импульсного объемного разряда с плоской ударной волной [8].

В случае взаимодействия пристеночной плазменной области с плоской ударной волной динамику свечения нужно рассматривать с учетом движения газодинамических разрывов, образовавшихся после инициирования разряда. При импульсном энергокладе происходят распады газодинамических разрывов на границах плазма–воздух. В результате распада разрыва на фронте исходной ударной волны образуются контактная поверхность и две ударные волны [4,8], одна из которых движется по области рекомбинирующей и релаксирующей плазмы, сжимая ее и создавая зону с повышенной концентрацией молекул азота в возбужденных состояниях.

Было проведено моделирование зависимости заселенности состояния  $N_2(C^3\Pi_u)$  от времени при движении плоской ударной волны по плазменной области в соответствии с реакциями (1)–(3) после прекращения тока разряда. В качестве начального условия в области движения ударной волны задавалась временная зависимость концентрации молекул азота в состоянии  $A^3\Sigma_u^+$  из работы [6]. При повышенной после прохождения ударной волны концентрации молекул азота в этом состоянии повышается заселенность излучающего состояния  $C^3\Pi_u$ , что приводит к продолжительному послесвечению узкой

области вблизи фронта ударной волны после разряда. Полученная модельная зависимость (рис. 2, а, кривая 4) хорошо коррелирует с экспериментальной зависимостью интенсивности излучения разряда в присутствии плоской ударной волны (рис. 2, а, символы 3). Таким образом, наблюдаемая динамика излучения разряда, взаимодействующего с фронтом ударной волны, определяется изменением заселенности состояния  $C^3P_u$  молекулярного азота при ударном сжатии области релаксирующей плазмы в условиях проведенных экспериментов.

Проведенное исследование показало, что геометрия протекания тока наносекундного поверхностного скользящего разряда в воздухе, временные характеристики излучения и соответственно динамика энерговыделения зависят от характера взаимодействия разряда с фронтом плоской ударной волны. При числах Маха ударных волн 2.8–3.3 в зависимости от положения фронта в момент инициирования разряда длительность послесвечения может превышать 2000 ns, а время затухания излучения достигает 2500 ns, что значительно больше времени затухания разряда в неподвижном воздухе. Временная зависимость излучения вблизи фронта ударной волны после разряда может быть связана с повышением концентрации молекул азота в метастабильном состоянии  $A^3\Sigma_u^+$  при ударном сжатии области релаксирующей плазмы. Результаты исследования следует учитывать при разработке плазменных устройств на основе разрядов наносекундной длительности, предназначенных для управления высокоскоростными потоками газа с ударными волнами.

### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-08-00661) и Программы развития МГУ до 2020 г.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [6] *Mintoussov E.I., Pendleton S.J., Gerbault F.G., Popov N.A., Starikovskaia S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 285202 (1–13). DOI: 10.1088/0022-3727/44/28/285202
- [7] *Nagaraja S., Yang V., Adamovich I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 155205 (1–13). DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/15/155205>
- [8] *Кузнецов А.Ю., Мурсенкова И.В.* // Прикладная физика. 2016. № 5. С. 16–21.
- [9] *Лебедев Ю.А., Шахатов В.А.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 58–74.
- [10] *Мурсенкова И.В., Кузнецов А.Ю., Сазонов А.С.* Экспериментальное исследование влияния импульсных скользящих разрядов на течение с ударной волной в канале // Материалы XII Междунар. конф. по прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (NPNJ'2018). М.: МАИ, 2018. С. 278–280.

- [1] *Leonov S.V., Adamovich I.V., Soloviev V.R.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 063001 (1–32). DOI: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/063001>
- [2] *Голуб В.В., Савельев А.С., Сеченов В.А., Сон Э.Е., Терешонок Д.В.* // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 948–955.
- [3] *Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A., Lutsky A.E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 105201. DOI: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aaa838>
- [4] *Дорощенко И.А., Знаменская И.А., Кузнецов А.Ю., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н.* // ЖТФ. 2018. Т. 88. В. 5. С. 684–691.
- [5] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.