

04

Численное исследование возможности генерации убегающих электронов в формирующемся катодном слое самостоятельного объемного разряда высокого давления

© В.В. Лисенков^{1,2}

¹ Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,
620083 Екатеринбург, Россия
e-mail: lisenkov@ier.uran.ru

Поступило в Редакцию 28 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 6 ноября 2019 г.

Принято к публикации 4 декабря 2019 г.

Проведены расчеты формирования катодного слоя самостоятельного объемного разряда высокого давления с предварительной ионизацией газовой среды, возбуждаемого нано- и субнаносекундными импульсами напряжения. Показано, что при давлениях ~ 1 атм на завершающей стадии формирования катодного слоя создаются условия для генерации убегающих электронов. Рассмотрен также уход электронов в режим убегания из области усиления электрического поля перед фронтом плазменного (стримерного) канала, берущего начало из вершины микроострия на катоде. Показано, что при давлениях ~ 10 атм создаются условия для убегания электронов сразу после их эмиссии с вершины микроострия в создаваемой им области усиления; полученные таким образом убегающие электроны сами могут создать предварительную ионизацию газовой среды и обеспечить формирование начальной фазы разряда в объемной форме в системах без подсветки.

Ключевые слова: убегающие электроны, объемный разряд, катодный слой.

DOI: 10.21883/JTF.2020.05.49173.70-19

Введение

Исследование генерации убегающих электронов в газах высокого давления, в частности в воздухе, является одной из наиболее интересных задач физики газового разряда. Интерес к данному явлению обусловлен тем, что оно может иметь ряд практических приложений. Во-первых, это создание электронных ускорителей без фольги, разделяющей вакуумный и газовый объемы, которая является „слабым местом“ ускорителей. Во-вторых, это получение электронных пучков пикосекундной длительности.

В целом состояние дел в данной области достаточно подробно описано в обзорах [1–3]. Более поздние результаты изложены в работах [4–7].

Известно, что уход электрона в режим убегания происходит при условии, когда среднее увеличение энергии электрона в электрическом поле становится больше, чем потери энергии в результате неупругих столкновений с молекулами газовой среды. Широко известен также аналитический критерий убегания электронов (см. [2] и цитируемую там литературу). Согласно данному критерию, убегание электронов реализуется при достаточно высоких напряженностях электрического поля, в разы превышающих пробивные значения. Поэтому генерация убегающих электронов реализуется в разрядах высокого давления, как правило, в отдельных локальных областях

разряда, где на короткое время создаются необходимые условия. Именно этим обусловлен тот факт, что для получения пучков убегающих электронов обычно используются электродные системы с катодом специальной формы, обеспечивающие значительное усиление электрического поля в прикатодной области (см., например, [4,8]). Общеизвестной также является возможность появления убегающих электронов в области усиленного поля перед фронтом стримерного канала. Такая возможность была проанализирована, в частности, в обзоре [1] и книге [9], однако корректное численное моделирование методом Монте–Карло было проведено значительно позже [2,3,10,11], причем большинство таких работ относится к исследованию генерации убегающих электронов во время формирования молнии [2,10,11].

Известно также, что в катодном слое как тлеющего разряда низкого давления, так и объемного разряда высокого давления электрическое поле может многократно превышать среднее значение в разрядном промежутке даже при плоских электродах. Во многих случаях напряженность электрического поля формально достаточна для перехода электрона в режим убегания, однако такая возможность может далеко не всегда быть реализована из-за небольшого катодного падения напряжения (сотни вольт). В случае низкого давления даже такая небольшая энергия может быть достаточна для перехода электронов из высокоэнергетической части функции распределения

по энергии в режим убегания. Такое явление также широко известно и неоднократно упоминалось в литературе (см., например, [12,13]). С увеличением давления возможность генерации убегающих электронов в катодном слое становится менее вероятной. Если для средних давлений генерация убегающих электронов еще упоминается в [14], то для высоких давлений такая генерация уже становится невозможной на квазистационарной стадии. Однако теоретические исследования процесса формирования катодного слоя [15–17] показали, что существует стадия, когда напряженность электрического поля становится уже достаточно высокой ($\sim 10^5 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{atm})$), а катодное падение еще не успевает снизиться до квазистационарных значений и остается на уровне киловольт. В таких условиях электроны могут уходить в режим убегания, и это было показано в [17] моделированием методом Монте–Карло. Однако используемая в вышеуказанных работах одномерная модель не в состоянии учесть всех особенностей данного процесса. В частности, с помощью одномерной модели невозможно посчитать убегание электронов перед фронтом плазменного (стримерного) канала, который может быть инициирован эмиссионной неоднородностью на поверхности катода, например микроострием. Усиление электрического поля перед фронтом такого канала в сочетании с усилением в формирующемся катодном слое может привести к более ранней генерации убегающих электронов по сравнению со значениями, полученными в одномерной модели.

Подобная ситуация ранее теоретически не исследовалась, несмотря на то что моделирование развития стримерного канала с катода было проведено в целом ряде работ. Это может быть обусловлено тем, что ранее исследователей интересовала контракция разряда, т.е. переход из объемной формы в искровую на заключительной стадии. Данное явление подробно описано в [9] и цитируемой там литературе. Кроме того, хотелось бы привести работу [18], не процитированную в [9].

Применительно к начальной стадии первые попытки 2D моделирования были предприняты в работах [19,20]. В более поздней работе [21] было проведено более детальное 2D моделирование развития стримерного канала с катода в формирующемся катодном слое. Было показано, что повышение эмиссии небольшого участка катода (природа которого не конкретизируется) ускоряет приближение фронта волны ионизации к катоду на этом участке по сравнению с соседними областями. Однако дальнейшее развитие неоднородности, вызванной этим пробоем, в работе [21] не рассматривается. В некотором смысле логическим продолжением данного исследования является работа [22]. В этой работе также с помощью 2D модели рассматривается эволюция неоднородности, первоначально возникшей из небольшого участка плазмы около поверхности катода, обладающего более высокой проводимостью. Рассматривается динамика стягивания тока на этот участок и исследуется возможность дальнейшего формирования высокопроводящего

искрового канала. Однако в вышеуказанных работах не рассматривается генерация убегающих электронов и их влияние на формирование самостоятельного объемного разряда.

Целью настоящей работы является численное исследование возможности и условий ухода электронов в режим убегания на этапе формирования катодного слоя самостоятельного объемного разряда с однородной предварительной ионизацией газовой среды.

Описание модели и результаты расчетов

Для проведения расчетов использовалась численная модель, которая базируется на системе уравнений для электронов, ионов, возбужденных атомов и уравнении Пуассона. Кинетические коэффициенты, зависящие от электрического поля, в том числе вероятность ухода электрона в режим убегания, были получены в результате моделирования движения электрона методом Монте–Карло. Подробное описание данной модели приведено в работах [17,23]. 1D расчеты формирования объемного разряда с предварительной ионизацией газовой среды были проведены ранее в [15] для смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ с давлением 1 atm применительно к экспериментальным условиям [24,25], и в [17] для N_2 с давлением 4 atm применительно к условиям [26–29]. В настоящей работе исследование будет проводиться на примере азота при давлении 1 atm. В качестве начальных условий был взят предварительно однородно ионизованный разрядный промежуток длиной 0.5 см. На него подавался импульс напряжения амплитудой 50 kV с линейным фронтом нарастания длительностью 50 ns.

Результаты расчетов приведены на рис. 1. На нем представлены пространственные распределения концентрации электронов (рис. 1, *a*) и напряженности электрического поля (рис. 1, *b*) в различные моменты времени. Они иллюстрируют качественную картину формирования катодного слоя самостоятельного объемного разряда. Видно, что на начальной стадии, когда концентрация электронов в промежутке сравнительно мала, плазменный столб отодвигается от катода на 0.36 см. При этом концентрация электронов быстро нарастает. Между плазменным столбом и катодом образуется зона, обедненная зарядами, в которой концентрация ионов больше, чем электронов. Ионы частично экранируют внешнее поле, ослабляя его в плазменном столбе и усиливая в прикатодной области. В результате замедляется рост концентрации электронов в столбе и, как следствие, — рост плотности тока. Увеличение скорости ионизации в прикатодной области приводит к тому, что ионизационная волна (плазменный столб) быстро (31–32 ns) приближается к катоду, образуя катодное падение напряжения.

Характеристики формирующегося катодного слоя представлены на рис. 2. На рис. 2, *a* показаны изме-

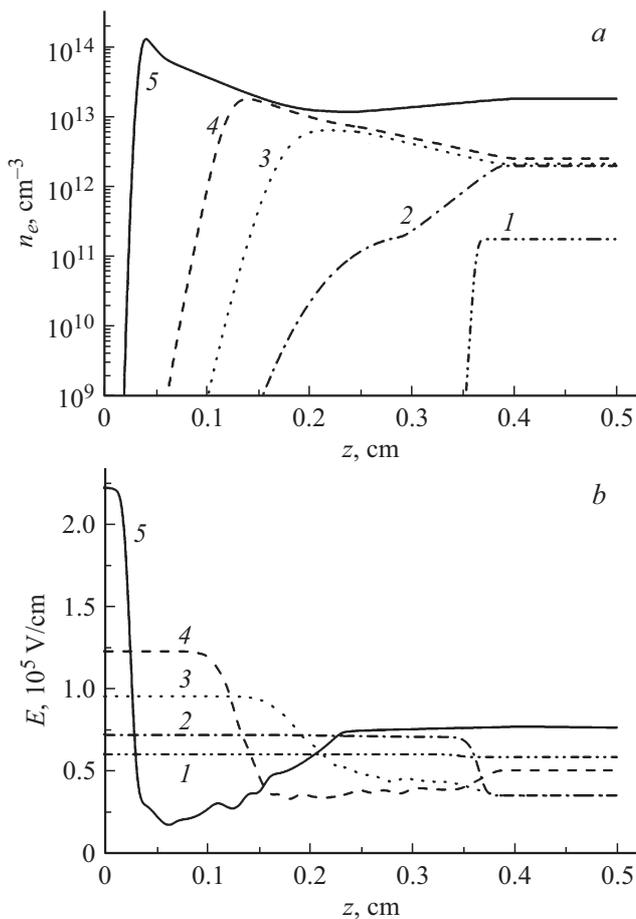


Рис. 1. Распределения концентрации электронов (*a*) и напряженности электрического поля (*b*) в межэлектродном промежутке (z — расстояние от катода) в различные моменты времени: 1 — 30, 2 — 31, 3 — 31.5, 4 — 31.7, 5 — 31.95 ns.

нения во времени катодного падения напряжения (U_c) и напряженности электрического поля (E_c) около поверхности катода. На рис. 2, *b* показана соответственно динамика изменения протяженности катодного слоя (d_c) и роста плотности тока (j) в разрядном промежутке. Видно, что при приближении волны ионизации к катоду (уменьшении d_c) происходит увеличение напряженности электрического поля в катодном слое и уменьшение катодного падения напряжения. Последнее обстоятельство создает предпосылки к развитию неустойчивостей в катодном слое. Все это происходит при росте проводимости плазменного столба и увеличении плотности тока в разрядном промежутке.

Моделирование движения электрона методом Монте-Карло показало, что в промежутке времени 31.95–32.04 ns в рассчитанных выше условиях возможен уход электронов в режим убегания с их дальнейшим ускорением в разрядном промежутке, т. е. электрическое поле достаточно высокое для перехода в режим убегания, и катодное падение тоже еще достаточно для того, чтобы электрон набрал энергию, необходимую

для продолжения режима убегания в более низком электрическом поле плазменного столба разряда.

Однако существует возможность более раннего появления убегающих электронов в формирующем катодном слое. Например, электрон, эмитированный с вершины микроострия, может инициировать развитие электронной лавины, которая, достигнув размера, близкого к критическому, может усилить электрическое поле перед своим фронтом и сделать возможным более чем в других областях формирующегося катодного слоя, раннее убегание электронов. Аналитическая модель, описывающая подобный механизм, изложена в [7,30], но непосредственное ее применение в настоящих расчетах невозможно, поскольку она использует ряд приближений, не выполняющихся в условиях настоящей работы и, как следствие, не позволяющих провести точный расчет. Поэтому в настоящей работе использована гибридная модель, представленная в [31]. В этой модели размножение электронов в области усиления электрического поля вблизи микроострия рассчитывалось моделированием их движения и столкновений методом Монте-Карло. После превышения числа электронов в лавине $\sim 10^6$

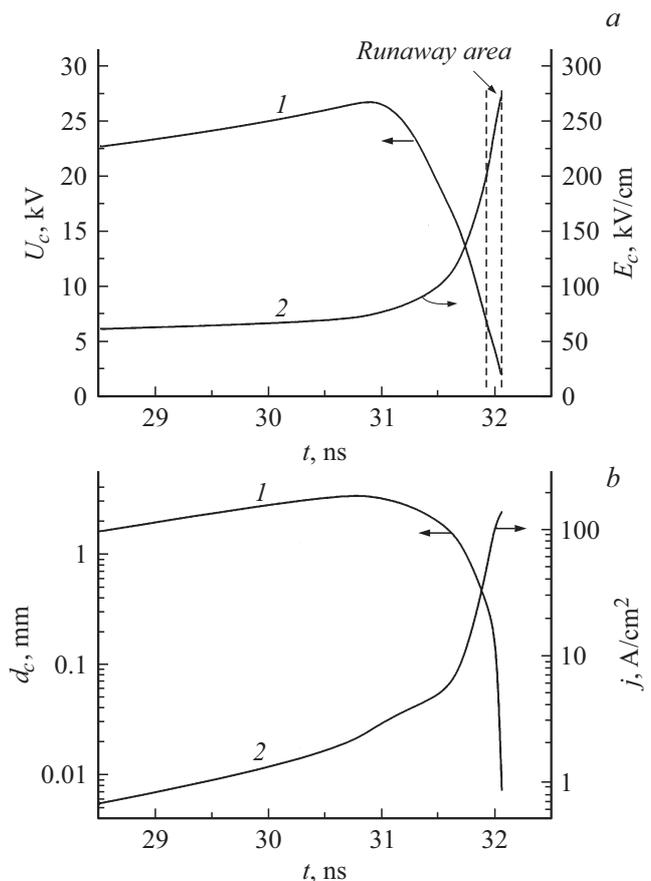


Рис. 2. Зависимость интегральных параметров формирующегося катодного слоя от времени. *a* — катодное падение напряжения (U_c), максимальная напряженность поля (E_c); *b* — протяженность катодного слоя (d_c), плотность тока в разрядном промежутке (j).

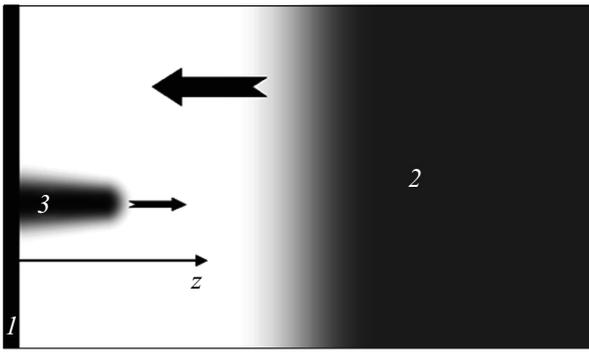


Рис. 3. Иллюстрация расчетной геометрии внутри катодного слоя. 1 — катод, 2 — плазменный столб, 3 — плазменный (стримерный) канал, стартовавший из вершины микроострия на катоде. Оттенками серого условно показана степень ионизации участков межэлектродного объема. Стрелками показаны направление движения плазменного столба к катоду при формировании катодного слоя и направление движения канала навстречу плазменному столбу. Показано также направление оси z для рис. 4.

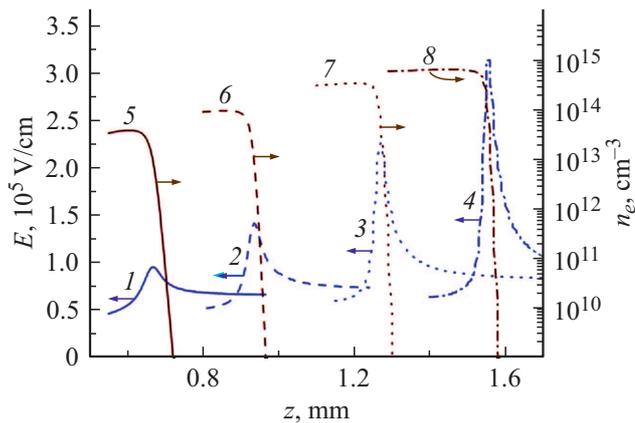


Рис. 4. Динамика измерения волнового фронта плазменного канала, инициированного лавиной, стартовавшей с микроострия высотой $10 \mu\text{m}$ в момент времени 28 ns в формирующемся катодном слое в азоте для условий, соответствующих рис. 1, 2. Кривые 1–4 — концентрация электронов, кривые 5–8 — напряженность электрического поля. Кривые 1 и 5 соответствуют моменту времени 30.1 ns , 2 и 6 — 30.4 ns , 3 и 7 — 30.6 ns , 4 и 8 — 30.7 ns .

происходил переход к двумерному варианту гидродинамической модели, использованной в представленных выше 1D расчетах. Как показали расчеты, электронная лавина, стартовавшая с микроострия, имеет вначале более компактные размеры и высокую концентрацию заряда по сравнению с лавиной, стартовавшей с плоской поверхности катода. Развиваясь, такая лавина способна вызвать искажения электрического поля внутри формирующегося катодного слоя самостоятельного разряда. В результате генерация убегающих электронов может начаться в усиленном поле перед фронтом такой лавины еще до того момента, когда в основном объеме созда-

дутся такие условия. Расчетная геометрия представлена на рис. 3.

Результаты расчетов движения волнового фронта стримерного канала с катода в направлении плазменного столба, динамики изменения концентрации электронов и электрического поля представлены на рис. 4. Видно, что в области усиленного поля перед фронтом плазменного канала к моменту времени 30.7 ns создаются условия для генерации убегающих электронов, тогда как в основном объеме формирующегося катодного слоя в объемном разряде в азоте при $p = 1 \text{ atm}$ (рис. 1, 2) такие условия еще не достигнуты. При этом лавина, инициировавшая плазменный канал, стартовавшая с микроострия высотой $h = 10 \mu\text{m}$ в формирующемся катодном слое в объемном разряде в азоте при $p = 1 \text{ atm}$ в момент времени 28 ns (ситуация соответствует рис. 1, 2). Расчеты показали, что генерация убегающих электронов в данных условиях возможна только с плазменных каналов, стартовавших в диапазоне времени $25\text{--}31 \text{ ns}$. В каналах, стартовавших раньше, усиления электрического поля на фронте будет не достаточно для генерации убегающих электронов, а в стартовавших позже электроны, уходящие в режим

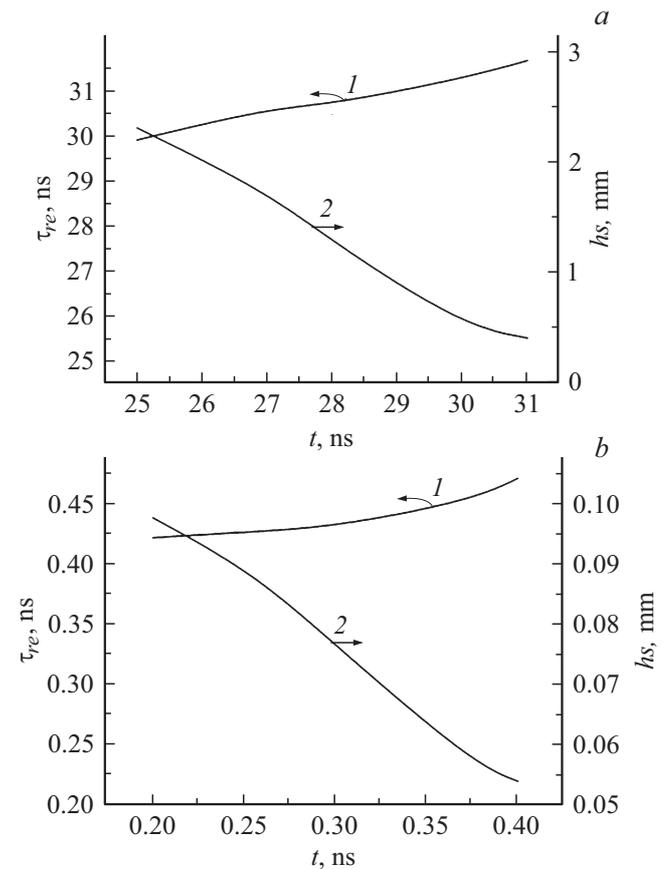


Рис. 5. Зависимость времени (τ_{re}) (кривая 1) и высоты плазменного канала (hs) (кривая 2), соответствующих началу режима убегания в области усиленного поля перед фронтом канала от момента старта канала с микроострия при формировании катодного слоя в объемном разряде в азоте при давлениях 1 (a) и 10 atm (b).

убегания, не успеют набрать достаточно энергии, чтобы продолжить убегание в плазменном столбе. При этом интервал времени, в котором возможен старт режима убегания, получается достаточно узким, всего 1.5 ns (рис. 5, *a*). Если смоделировать полностью геометрически подобную ситуацию при давлении 10 atm, т.е. взять высоту микроострия $h = 1 \mu\text{m}$, то наблюдается полностью аналогичная ситуация, только процессы сдвигаются в субнаносекундный диапазон (рис. 5, *b*). Однако для микроострия высотой $10 \mu\text{m}$ ситуация меняется. В работе [32] показано, что при давлениях выше 10 atm электроны могут уходить в режим убегания непосредственно с вершины микроострия при напряженности электрического поля в межэлектродном промежутке, равной 820 kV/cm. В работе [31] показано, что такая напряженность поля может реализовываться в самом начале формирования катодного слоя, что может дать старт анодоуправленному стримерному каналу, приводящему к контракции объемного разряда. С другой стороны, при отсутствии предварительной ионизации убегающие электроны могут ее обеспечить (правда, неоднородно) и привести к зажиганию разряда на короткое время в объемной форме перед его контракцией. Фото подобной стадии разряда приведено в [28].

Заключение

Проведенные расчеты показали возможность генерации убегающих электронов при формировании катодного слоя самостоятельного объемного разряда высокого давления. В рамках одномерной модели показана возможность ухода электронов в режим убегания на завершающем этапе формирования катодного слоя при давлениях $\sim 1 \text{ atm}$. Применение двумерной гибридной модели позволило внести существенные уточнения и показать, что электроны могут уходить в режим убегания из области усиления электрического поля перед фронтом плазменного канала, берущего начало из вершины микроострия на катоде. При этом генерация убегающих электронов возможна и на более ранней стадии формирования катодного слоя.

В настоящей и более ранних работах показано, что при давлениях $\sim 10 \text{ atm}$ может работать другой механизм ухода электронов в режим убегания. При таких давлениях и соответственно более высоких абсолютных значениях напряженности электрического поля создаются условия для ухода электронов сразу после их эмиссии с вершины микроострия в создаваемой им области усиления. Полученные таким образом убегающие электроны сами могут создать предварительную ионизацию газовой среды.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82. [*Babich L.P., Loiko T.V., Tsukerman V.A.* // Sov. Phys. Usp. 1990. Vol. 33. P. 521–540.]
- [2] *Гуревич А.В., Зыбин К.П.* // УФН. 2004. Т. 171. № 11. С. 1177–1199. [*Gurevich A.V., Zybin K.P.* // Phys. Usp. 2001. Vol. 44. P. 1119–1140.] DOI: 10.1070/PU2001v044n11ABEH000939
- [3] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971. [*Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Phys. Usp. 2004. Vol. 47. P. 887–905.] DOI: 10.1070/PU2004v047n09ABEH001790
- [4] *Месяц Г.А., Яландин М.И.* и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 34–51. [*Mesyats G.A., Yalandin M.I.* et al. // Plasma Phys. Rep. 2012. Vol. 38. P. 29–45.] DOI: 10.1134/S1063780X11110055
- [5] Runaway Electrons Preionized Discharges / Ed. by V. Tarasenko. USA: Nova Science, 2014. 613 p.
- [6] Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: STT, 2015. 568 с. [Generation of Runaway Electron Beam and X-Ray in High Pressure Gases / Ed. by V. Tarasenko. USA: Nova Science, 2016. Vol. 1. 382 p. Vol. 2. 300 p.]
- [7] *Zubarev N.M., Yalandin M.I., Mesyats G.A.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. Vol. 51. P. 284003.
- [8] *Костыря И.Д., Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87. [*Kostyrya I.D., Baksh E.Kh., Tarasenko V.F.* // Instrument. Experiment. Tech. 2010. Vol. 53. P. 545–548.]
- [9] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с. [*Korolev Yu.D., Mesyats G.A.* Physics of Pulsed Breakdown in Gases. Yekaterinburg: UD RAS, 1998. 275 p.]
- [10] *Chanrion O., Neubert T.* // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115. P. A00E32. DOI: 10.1029/2009JA014774
- [11] *Celestin S., Pasko V.P.* // J. Geophys. Res. 2011. Vol. 116. P. A03315. DOI: 10.1029/2010JA016260
- [12] *Djakov B.E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1989. Vol. 22. P. 368–370.
- [13] *Kolobov V.I., Tsendin L.D.* // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. P. 7837–7852.
- [14] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 2. С. 56–64. [*Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Tech. Phys. 2003. Vol. 48. P. 190–198.] DOI: 10.1134/1.1553559
- [15] *Осипов В.В., Лисенков В.В.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 27–33. [*Osipov V.V., Lisenkov V.V.* // Tech. Phys. 2000. Vol. 45. P. 1258–1264.] DOI: 10.1134/1.1318960
- [16] *Осипов В.В.* // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225–245. [*Osipov V.V.* // Phys. Usp. 2000. Vol. 43. P. 221–258.] DOI: 10.3367/UFNr.0170.200003a.0225
- [17] *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 1. С. 54–58. [*Ivanov S.N., Lisenkov V.V.* // Tech. Phys. 2010. Vol. 55. P. 53–57.] DOI: 10.1134/S1063784210010093
- [18] *Константинов М.Д., Осипов В.В., Сулов А.И.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 27–36.
- [19] *Simon G., Botticher W.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 5036–5046. DOI: 10.1063/1.357215
- [20] *Akashi H., Sakai Y., Tagashira H.* // Aust. J. Phys. 1997. Vol. 50. P. 655–669.

- [21] *Cernak M., Bessieres D., Paillol J.* // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. P. 053303. DOI: 10.1063/1.3630015
- [22] *Бычков Ю.И., Ямпольская С.А., Ястремский А.Г.* // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 5. С. 3–12. [*Bychkov Y.I., Yampolskaya S.A., Yastremskii A.G.* // Russ. Phys. J. 2012. Vol. 55. P. 477–487.] DOI: 10.1007/s11182-012-9837-y
- [23] *Лисенков В.В., Осипов В.В.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 11. С. 49–54. [*Lisenkov V.V., Osipov V.V.* // Tech. Phys. 2007. Vol. 52. P. 1439–1444.] DOI: 10.1134/S106378420
- [24] *Бычков Ю.И., Осипов В.В.* и др. // Изв. вузов. сер. Физика. 1986. N 4. С. 89–94.
- [25] *Мартынов И.П., Мехряков В.Н., Осипов В.В.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 3. С. 58–62.
- [26] *Ivanov S.N., Shpak V.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. Vol. 39. P. 2596–2597. DOI: 10.1109/TPS.2011.2157173
- [27] *Иванов С.Н.* // ДАН. 2004. Т. 339. № 4. С. 472–476. [*Ivanov S.N.* // Dokl. Phys. 2004. Vol. 49. N 12. P. 701–705.] DOI: 10.1134/1.1848620
- [28] *Ivanov S.N., Lisenkov V.V.* // J. Appl. Phys. 2018. Vol. 124. P. 103304. DOI: 10.1063/1.5024974
- [29] *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 3. С. 323–332. [*Ivanov S.N., Lisenkov V.V.* // Plasma Phys. Reports. 2018. Vol. 44. P. 369–377.] DOI: 10.1134/S1063780X18030042
- [30] *Зубарев Н.М., Иванов С.Н.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 4. С. 397–406. [*Zubarev N.M., Ivanov S.N.* // Plasma Phys. Reports. 2018. Vol. 44. P. 445–452.] DOI: 10.1134/S1063780X18040104
- [31] *Lisenkov V.V., Mamontov Yu.I.* // J. Phys.: Conf. Series. 2018. Vol. 1141. P. 012051. DOI: 10.1088/1742-6596/1141/1/012051
- [32] *Лисенков В.В., Иванов С.Н., Мамонтов Ю.И., Тихонов И.Н.* // ЖТФ. 2018. Т. 88. Вып. 12. С. 1912–1915. [*Lisenkov V.V., Ivanov S.N., Mamontov Yu.I., Tikhonov I.N.* // Tech. Phys. 2018. Vol. 63. N 12. P. 1872–1875.] DOI: 10.1134/S1063784218120095