

Исследование формирования газового разряда высокого давления с предварительной ионизацией убегающими электронами

В.В. Лисенков, С.Н. Иванов*

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

**lisenkov@iep.uran.ru*

Аннотация. Проведено численное 3D моделирование процесса развития электронной лавины, инициированной электроном, эмитированным с вершины микронеоднородности на катоде, с учетом динамики движения каждого ее электрона. Для моделирования движения электронов в пространстве использовался метод Монте-Карло. Рассчитаны характерные траектории движения убегающих электронов. Получено распределение медленных электронов, образованных после прохода убегающих электронов через разрядный промежуток. Показано, что это распределение неоднородно по длине разрядного промежутка. Это распределение использовалось в качестве начальных условий для моделирования дальнейшего развития самостоятельного субнаносекундного газового разряда высокого давления. Обнаружено, что при формировании разряда реализуются две волны ионизации. Одна волна направлена к аноду и формирует плазменный столб. Вторая волна катодо-направлена и начинает двигаться после полного формирования плазменного столба. Эта волна аналогична той, которая реализуется в случае однородной предварительной ионизации промежутка. Объемная форма развития самостоятельного субнаносекундного газового разряда на начальной стадии показана экспериментально.

Ключевые слова: убегающие электроны, самостоятельный субнаносекундный газовый разряд.

1. Введение

Несмотря на то, что явление убегания электронов в газах высокого давления было обнаружено достаточно давно, оно является, на сегодняшний день, одной из наиболее интенсивно исследуемых задач в физике газового разряда. 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. Однако в ходе ускорения убегающего электрона (УЭ) в газовой среде по пути его движения в результате ионизации неизбежно будут появляться медленные электроны. Их появление может принципиально поменять физическую картину формирования газового разряда. Исследование влияния убегающих электронов на динамику формирования самостоятельного субнаносекундного газового разряда является целью нашего исследования.

2. Моделирование процесса перехода электронов в режим убегания на начальной стадии развития самостоятельного субнаносекундного разряда в газе

Нами был промоделирован процесс убегания электронов из развивающейся из автоэмиссионного электрона электронной лавины (ЭЛ) применительно к экспериментальным условиям, в которых геометрия электродов разрядного промежутка не обеспечивала создание электрического поля необходимого для реализации критерия убегания электронов. Моделирование проводилось для разрядных промежутков с изначально однородным электрическим полем [1] и для промежутков, в которых форма катода (пальчиковый катод) обеспечивала хорошо просчитываемое усиление электрического поля в прикатодной области [2]. При моделировании учитывалось, что дополнительное усиление электрического поля создается микронеоднородностью на поверхности катода: был проведен численный анализ возможности убегания электронов в электрическом поле, определяемом одновременно как геометрией разрядного промежутка, так и микронеоднородностью (микроострия различной высоты, капли металла, границы между порами и кратерами) на

поверхности катода. С вершины микронеоднородности стартует автоэмиссионный электрон, инициирующий ЭЛ. Было проведено численное 3D моделирование процесса развития ЭЛ с учетом динамики каждого ее электрона. Движения электронов в пространстве моделировались методом Монте-Карло. Моделирование проводилось для экспериментов в которых крутизна нарастания напряжения на разрядном промежутке на предпробойной стадии достигала величины $1.45 \cdot 10^{14}$ В/с [2] и $5.3 \cdot 10^{14}$ В/с [3–6]. Было показано, что в этих условиях могут переходить в режим убегания, как автоэмиссионные электроны, так и вторичные электроны из лавины.

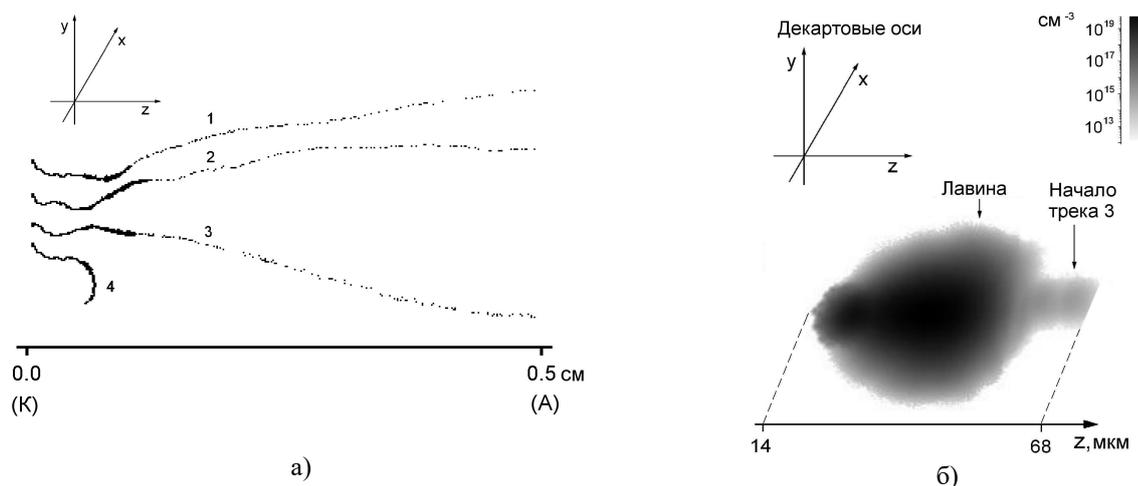


Рис. 1. Трехмерные распределения медленных электронов, полученные при моделировании экспериментальных условий [2]. Декартовы оси показаны в верхнем левом углу рисунков. а) различные варианты траекторий (треков) УЭ, формирующихся в одинаковых условиях. Треки состоят из медленных электронов, появляющихся вследствие ионизации газа УЭ. К – катод, А – анод. б) распределение концентрации электронов в ЭЛ, развившейся вблизи микроострия на катоде для трека 3. Начало координат соответствует вершине микроострия на катоде.

На Рис. 1а приведены полученные типичные треки движения убегających электронов для экспериментальных условий работы [2]). Треки построены по принципу наличия (черный цвет) или отсутствия (белый цвет) электронов в ячейке пространства. В начале каждого трека находится лавина медленных электронов, один из вариантов которой показан на Рис. 1б. Видно, что распределение электронов в ней существенно отличается от “классического” случая. Такое отличие обусловлено развитием лавины на начальном этапе в сильно неоднородном электрическом поле, определяемом геометрией микронеоднородности. Следует отметить, что характеристики лавины (Рис. 2б) соответствуют моменту времени, когда УЭ долетел до анода. На момент ухода УЭ из ЭЛ, число электронов в ней было примерно на пять порядков меньше, и ее заряд не вносил искажений в электрическое поле. Треки 1–4 соответствуют различным вариантам движения УЭ, вышедших из ЭЛ. Треки 1–3 показывают траектории движения УЭ, успешно ускорившихся в разрядном промежутке и достигших анода. Трек 4 соответствует электрону, который ушел в режим убегания, но в результате “катастрофического столкновения” резко изменил траекторию и прекратил ускорение. Такое столкновение приводит, как правило, к излучению рентгеновского кванта, однако в наших расчетах мы не рассматривали возникновение и распространение такого кванта. Обработка результатов расчетов показала, что траектория УЭ в среднем может быть вписана в цилиндр с площадью основания примерно 1 мм^2 и высотой от катода до анода. При этом в разрядном промежутке формируется слабо проводящий столб ионизованного

газа, состоящий из большого количества микро-каналов, суммарное свечение которых создает эффект объемности разряда.

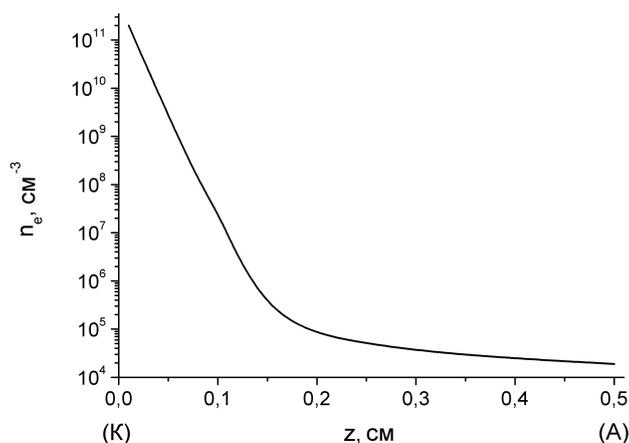


Рис. 2. Усредненное распределение числовой плотности электронов по межэлектродному промежутку (по оси z) на момент прихода быстрого электрона (трек 3) на анод. К – катод, А – анод.

Усредненное по пространству распределение концентрации электронов по оси z приведено на Рис 2. Распределение нормировано на 1 трек, то есть для получения истинного значения концентрации электронов в столбе усредненное распределение числовой плотности электронов для одного трека необходимо умножить на число треков, приходящихся на 1 мм^2 поверхности катода. Видно, что распределение резко неоднородно. Это обусловлено, во-первых, тем, что ионизационная способность убегаящего электрона падает вследствие увеличения его энергии по мере движения к аноду. Во-вторых, вторичные электроны в области макроскопического усиления поля (обусловленного уже формой катода) начинают ионизационное размножение. Такие распределения концентрации медленных электронов по длине разрядного промежутка были получены нами для широкого диапазона экспериментальных условий [1–6]. Эти распределения были использованы нами в качестве начальных условий при применении гидродинамического подхода при моделировании дальнейшего развития ионизационных явлений в разрядном промежутке, результаты которого приведены в следующем разделе.



Рис. 3а. Интегральное свечение плазмы газового разряда (азот, $p = 6 \text{ атм}$, $d = 5 \text{ мм}$).

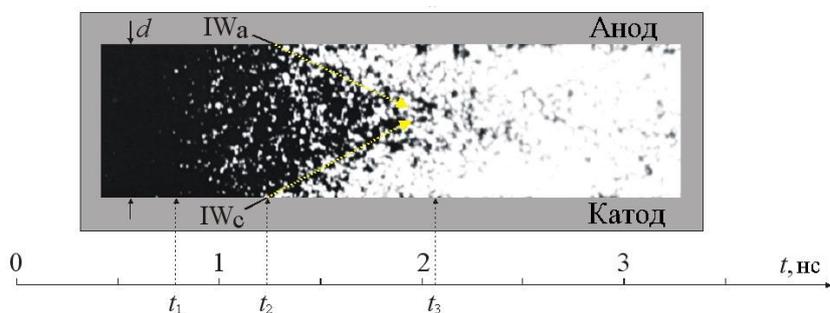


Рис. 3б. Развернутое во времени свечение разряда (азот, $p = 6 \text{ атм}$, $d = 5 \text{ мм}$). За нуль шкалы времени принят момент начала нарастания напряжения на разрядном промежутке. IW_c и IW_a – волны ионизации с катода и анода, сопровождающие развитие искрового канала.

На Рис. 3 приведены интегральная картина свечения разряда (Рис. 3а), и развертка во времени свечения, сопровождающего начальную стадию развития разряда (Рис. 3б). В этих экспериментах использовался пальчиковый катод, обеспечивающий трехкратное усиление электрического поля в прикатодной области по сравнению со средним полем промежутка. Анод имел форму полусферы с радиусом закругления 1 см. Видно (Рис. 3б), что свечение начинается практически одновременно по всему промежутку, а контракция разряда идет практически одновременно с катода и анода. И это несмотря на то, что конфигурация электродов обеспечивает трехкратное усиление электрического поля в прикатодной области. Механизм инициирования волны ионизации IWa до настоящего времени был не ясен.

3. Моделирование развития объемной стадии разряда.

Для расчета формирования начальной объемной стадии газового разряда использовалась гидродинамическая модель, включающая в себя уравнения баланса электронов и ионов, а так же уравнение Пуассона. Подробно модель была описана в [7, 8]. Мы промоделировали развитие этой начальной стадии для разрядных промежутков с изначально однородным распределением электрического поля [1] и для промежутков в которых форма катода (пальчиковый катод) обеспечивала хорошо просчитываемое усиление электрического поля в прикатодной области [2].

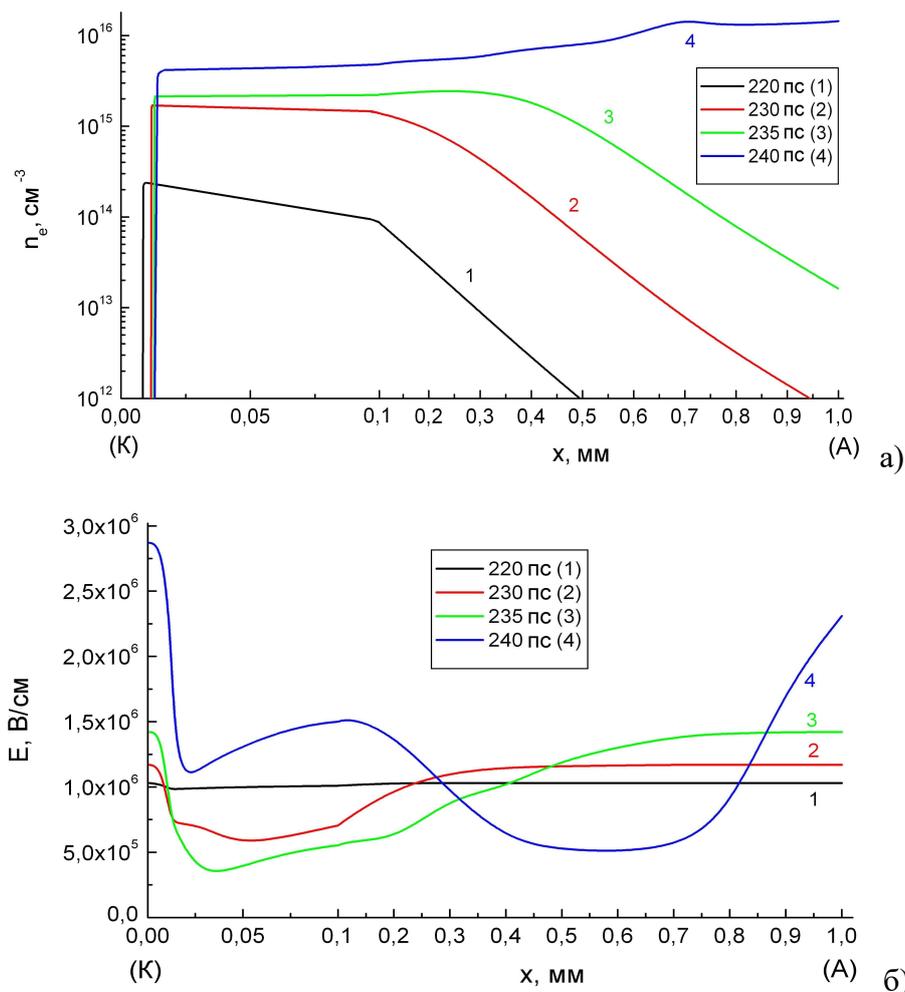


Рис. 4. Пространственные распределения числовой плотности электронов (а) и напряженности электрического поля (б) в различные моменты времени. Азот $p = 10$ атм, $d = 1$ мм. К – катод, А – анод. Для наглядности прикатодная область (первые 0.1 мм) показана в более крупном масштабе.

Для большей наглядности в этом разделе мы приводим результаты расчета для условий работ [1, 3–6], так как они лучше иллюстрируют динамику перераспределения электрического поля в промежутке. Результаты расчетов приведены на Рис. 4. Они отражают динамику формирования плазменного столба разряда. Из-за неоднородной предварительной ионизации в промежутке, по мере возрастания концентрации электронов вследствие дальнейших ионизационных явлений, происходит искажение изначально однородного электрического поля и усиление его в прианодной области. Это приводит к существенному возрастанию скорости ионизации по мере приближения к аноду, что формирует анодо-направленную волну ионизации. Этапы движения этой волны отражены кривыми 1–4 на Рис. 4. Одновременно с движением анодо-направленной волны ионизации, формирующей положительный столб разряда, происходит формирование катодного слоя. На кривых 1–4 (Рис. 4а) заметен отход электронов от катода. При этом вблизи катода остается слой не скомпенсированного положительного заряда, который создает усиленное электрическое поле в указанной области. Это приводит к формированию катодо-направленной волны ионизации, в результате движения которой формируется катодный слой. Процесс формирования катодного слоя в данном случае полностью аналогичен рассчитанному нами ранее случаю с однородной предварительной ионизацией разрядного промежутка [8]. Следует отметить, что в условиях эксперимента анодо-направленная ионизационная волна не будет иметь идеально плоский фронт, и поэтому при подходе ее к аноду может возникнуть область более плотной плазмы, дающей старт катодо-направленному стримеру I_{Wa} согласно известному механизму формирования стримера [9].

4. Заключение

Таким образом, в работе показано, что в усиленном электрическом поле возле вершины микронеоднородности на катоде электрон может с некоторой вероятностью уйти в режим убегания и продолжить ускорение в более слабом поле разрядного промежутка, которое недостаточно для убегания по классическому критерию. Эти убегающие электроны могут создать неоднородную по длине разрядного промежутка предварительную ионизацию газовой среды, обеспечивающей зажигание начальной стадии разряда в объемной форме. При этом, в отличие от случая с однородной предварительной ионизацией, в ходе формирования начальной стадии разряда распространяются как катодо-направленная, так и анодо-направленная волны ионизации. Существенное усиление электрического поля в прианодной области возникающее при формировании плазменного столба приводит к тому, что дальнейшая контракция разряда происходит, в том числе, и с анода.

Благодарность

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

5. References

- [1] С.Н. Иванов, В.В. Лисенков, Генерация убегающих электронов вблизи микронеоднородностей на поверхности катода в субнаносекундных самостоятельных разрядах в широком диапазоне высоких давлений, *Физика плазмы*, **49**(11), 1222, 2023; doi: 10.31857/S0367292123600796
- [2] S.N. Ivanov, V.V. Lisenkov, Y.I. Mamontov, Streak investigations of the dynamics of subnanosecond discharge developing in nitrogen at a pressure of 6 atmospheres with the participation of runaway electrons, *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. **30**, 075021, 2021; doi: 10.1088/1361-6595/abf31f

- [3] S.N. Ivanov, The transition of electrons to continuous acceleration mode at subnanosecond pulsed electric breakdown in high-pressure gases, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. **46**, 285201, 2013; doi: 10.1088/0022-3727/46/28/285201
- [4] S.N. Ivanov, V.V. Lisenkov, Investigation of the Prebreakdown Stage of the Self-Sustained Subnanosecond Discharge in High Pressure Nitrogen, *Journal of Applied Physics*, vol. **124**(10), 103304, 2018; doi: 10.1063/1.5024974
- [5] S.N. Ivanov, V.V. Lisenkov, Study of the formation time of a self-sustained subnanosecond discharge at high and ultrahigh gas pressures, *Plasma Physics Reports*, vol. **44**(3), 369, 2018; doi: 10.1134/S1063780X18030042
- [6] S.N. Ivanov and K.A. Sharypov, Switching characteristics of nitrogen in the pulsed mode in a subnanosecond time interval, *Tech. Phys. Lett.*, vol. **42**(3), 274, 2016; doi: 10.1134/S106378501603007X
- [7] V.V. Lisenkov, Yu.I. Mamontov, Application of a hybrid model for the numerical study of the generation of runaway electrons and the formation of high pressure gas discharge, *Journal of Physics: Conference Series*, vol. **1141**, 012051, 2018; doi: 10.1088/1742-6596/1141/1/012051
- [8] В.В. Лисенков, Ю.И. Мамонтов, Численное исследование динамики электронной лавины в формирующемся катодном слое самостоятельного объемного разряда, *Физика плазмы*, **47**(4), 371, 2021; doi: 10.1134/S1063780X21050056
- [9] Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда*. Долгопрудный: Интеллект, 2009.