

Численное исследование убегания электронов в усиленном поле около микроострия

© В.В. Лисенков,^{1,2} С.Н. Иванов,¹ Ю.И. Мамонтов,² И.Н. Тихонов²

¹ Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина,
620002 Екатеринбург, Россия
e-mail: lisenkov@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 13 февраля 2018 г.)

Исследован переход автоэмиссионных электронов в режим убегания в области усиленного электрического поля, обусловленного геометрией микроострия на катоде, при различных давлениях газовой среды. Задача решалась моделированием движения электрона в неоднородном электрическом поле методом Монте-Карло в 2D-геометрии. В качестве рабочего газа был взят азот. Обнаружено, что прохождение небольшой по размеру области усиленного поля вблизи микроострия может существенно облегчить уход электрона в режим убегания, особенно при давлениях газа свыше 10 atm. По нашему мнению, полученные таким образом убегающие электроны могут создать предварительную ионизацию газовой среды и обеспечить формирование начальной фазы разряда в объемной форме.

DOI: 10.21883/JTF.2018.12.46798.68-18

Несмотря на то, что явление убегания электронов в газах высокого давления было обнаружено достаточно давно [1,2], оно является на сегодняшний день одной из наиболее интенсивно исследуемых задач в физике импульсного 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.

Поскольку убегание электронов реализуется при достаточно высоких напряженностях электрического поля [3], в разы превышающих пробивные значения, то генерация убегающих электронов реализуется в разрядах высокого давления, как правило, в отдельных локальных областях разряда, где на короткое время создаются необходимые условия. Поэтому для получения пучков убегающих электронов обычно используются электродные системы с катодом специальной формы, обеспечивающие значительное усиление электрического поля в прикатодной области [2,4–8]. Наиболее полное численное моделирование убегания электронов в подобных системах при высоких давлениях было проведено в работе [9]. Аналитическое исследование выполнено в [10].

Однако в работе [11] в условиях однородного электрического поля во всем промежутке было показано, что убегающие электроны регистрируются при давлениях азота до 4 МПа. В работах [12–14] нами было показано, что при давлении $4.5 \cdot 10^5$ МПа в случае плоских электродов возможна генерация убегающих электронов на завершающей стадии формирования катодного слоя. Но при давлениях ~ 1 МПа убегания электронов в наших расчетах получено не было.

По нашему мнению подобное расхождение расчетных и экспериментальных результатов объясняется тем, что используемая в расчетах [12–14] одномерная модель оперирует с усредненными характеристиками слоя. При этом все неоднородности на катоде, в частности микроострия, учитываются с помощью усредненного коэффициента усиления, т.е. эмиссия с микроострий однородно распределяется по всей поверхности катода. Подобный подход является не совсем корректным, поскольку не учитывается ускорение электрона в области усиленного поля в окрестности микроострия. Для давлений $\sim 10^5$ Па и напряженностей электрического поля в диапазоне 0.01–0.1 MV/cm это не является критичным, поскольку разность потенциалов, приходящаяся на эту область, в лучшем случае лежит в диапазоне десятков вольт, что практически не прибавляет электрону вероятности в дальнейшем уйти в режим убегания. В этом случае возможность убегания определяется параметрами электрического поля в формирующемся катодном слое. Для давлений ~ 1 МПа напряженности поля вблизи катода могут достигать 1–10 MV/cm, и электрон, пройдя область усиленного поля в окрестности микроострия, может набрать энергию 100–1000 eV, что делает его переход в режим убегания с последующим ускорением вполне вероятным. Для проверки данного предположения нами методом Монте-Карло было проведено моделирование движения электрона, эмиттированного из вершины микроострия в азоте при различных давлениях с целью точного определения условий ухода электрона в режим убегания.

Для моделирования использовались микроострия в форме конуса высотой h и диаметром основания $0.5h$. Для избежания сингулярностей вершина конуса была скруглена полусферой радиусом $0.01h$. Наличие такого

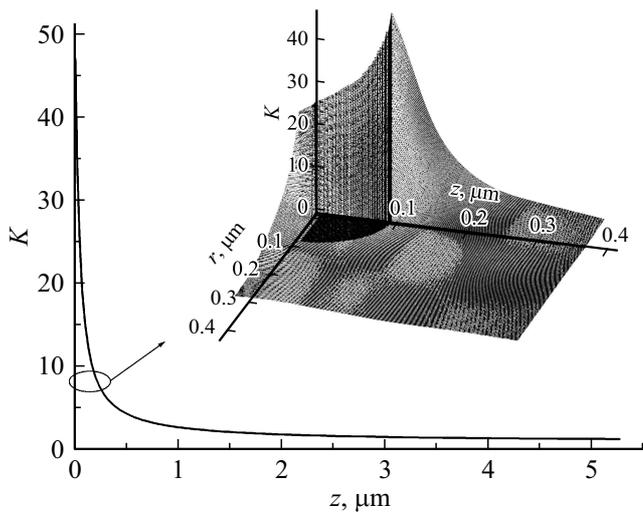


Рис. 1. Характерное распределение коэффициента усиления электрического поля (K) в окрестностях идеально проводящего металлического микроострия высотой $h = 10 \mu\text{m}$. На основном графике приведено распределение K вдоль оси конуса (z). За начало координат взята вершина конуса. На вставке приведено пространственное распределение K в области резкого спада вблизи скругленной вершины микроострия. Эта вершина показана в виде темной области с нулевым значением K в начале координат.

микроострия на плоской поверхности катода вызывает искажения электрического поля. Поле вблизи вершины существенно усиливается по сравнению со средним значением поля в межэлектродном промежутке. В таких случаях обычно вводится понятие коэффициента усиления поля $K = E/E_m$, где E — локальное значение электрического поля, E_m — среднее значение поля в промежутке, равное $E_m = U/d$, где U — напряжение на межэлектродном промежутке, d — расстояние катод-анод. Для расчета пространственного распределения K использовалось уравнение Лапласа, решаемое в программном пакете ANSYS [15]. Результат такого расчета для $h = 10 \mu\text{m}$ приведен на рис. 1.

Полученное двумерное распределение электрического поля использовалось нами для моделирования движения электрона в пространстве методом Монте-Карло. Для этого использовалась разработанная нами программа, написанная на языке C++, учитывающая набор энергии электрона при его движении между столкновениями и потери в результате неупругих столкновений. При этом характер столкновения (упругое, возбуждение колебательного или электронного уровня, ионизация) разыгрывался с помощью генератора случайных чисел. В качестве газовой среды использовался азот при различных давлениях. Необходимые данные по сечениям были взяты из работ [16–21]. Программа тестировалась для различных значений однородного электрического поля. Полученные константы ионизации и скорости дрейфа электрона неплохо совпали с данными работ [21,22].

На рис. 2 показана зависимость средней напряженности электрического поля (E_m) при которой электрон, эмиттированный из вершины микроострия, может перейти в режим убегания. Поскольку такой переход является вероятностным процессом, то за критерий начала перехода мы принимали вероятность больше 1%. Кривым 1 и 2 соответствуют микроострия с высотой h равной $20 \mu\text{m}$ и $10 \mu\text{m}$ соответственно. Для сравнения прямая линия 3 соответствует приведенной напряженности поля начала убегания электронов с той же вероятностью в случае однородного электрического поля (отсутствие микроострий), равной $220 \text{ kV}/(\text{cm } 10^5 \text{ Pa})$. Следует заметить, что полученное нами значение несколько меньше полученного также методом Монте-Карло порога убегания в работе [23] ($240 \text{ kV}/(\text{cm } 10^5 \text{ Pa})$). Это различие, возможно, объясняется разными данными по сечению ионизации. Видно (см. рис. 2), что для давлений менее 0.2 MPa все кривые практически совпадают. При более высоких давлениях различия становятся более заметными. В частности, для давления 4 MPa микроострие высотой $20 \mu\text{m}$ дает уменьшение порога убегания в 7 раз, а микроострие с высотой $10 \mu\text{m}$ — в 5 раз по сравнению с однородным полем.

Данный результат объясняется тем, что в случае микроострия на вероятность убегания начинает сказываться не только приведенное, но и абсолютное значение напряженности электрического поля. Электрон, вылетев из микроострия, сразу попадает в область резко усиленного поля, быстро спадающего с расстоянием (см. рис. 1). Эту область он проходит практически без столкновений и приобретает при этом некоторую энергию. Далее он попадает в область меньшего усиления, но более протяженную. Проходя ее, он также ускоряется, но уже с потерями на ионизацию. В итоге после полного про-

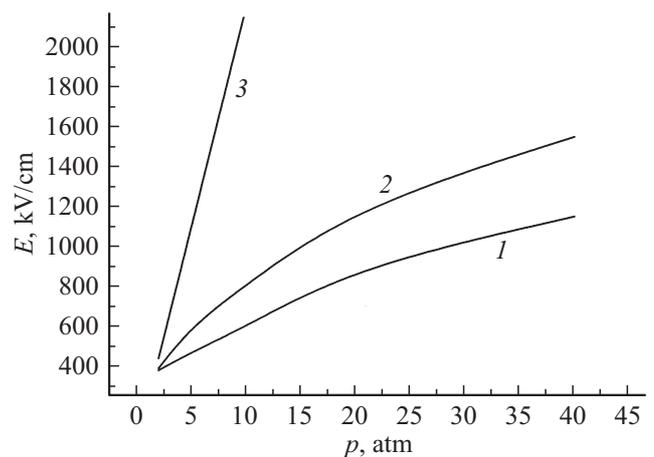


Рис. 2. Зависимость средней напряженности электрического поля (E_m), при которой электроны, эмитированные с поверхности микроострия, начинают уходить в режим убегания от давления (p). Кривая 1 соответствует микроострию высотой $h = 20 \mu\text{m}$, кривая 2 — $h = 10 \mu\text{m}$, прямая линия 3 соответствует однородному электрическому полю (отсутствию микроострий).

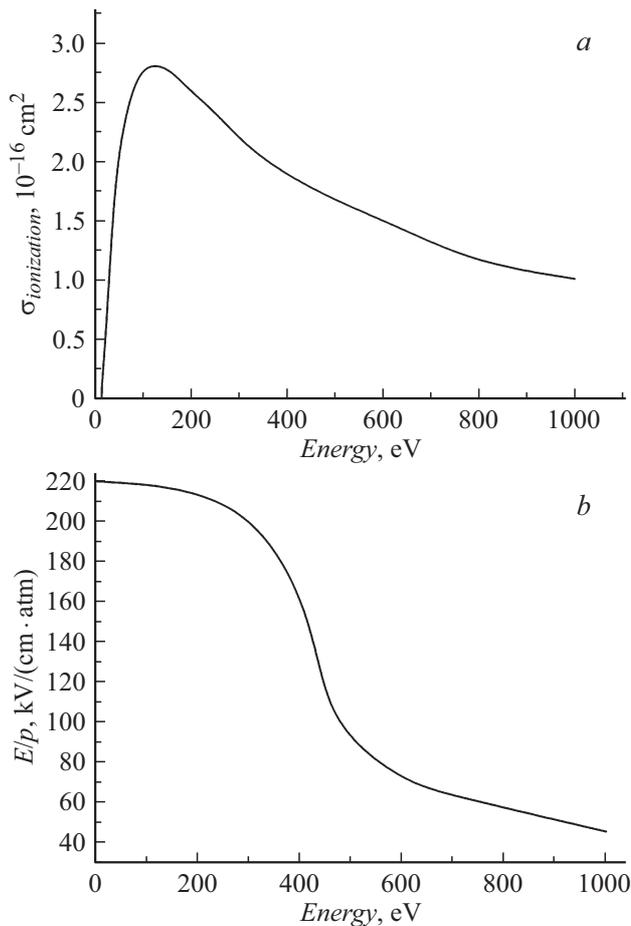


Рис. 3. Сечение ионизации азота в зависимости от энергии (а) [20] и зависимость приведенной напряженности однородного электрического поля, при котором электроны начинают уходить в режим убегания от начальной энергии электрона (b).

хождения области усиленного поля энергия электрона должна превысить энергию максимума сечения ионизации (в случае убегания это основные энергетические потери), т.е. величину ~ 100 eV (рис. 3, а). Причем, чем больше это превышение, тем больше вероятность ухода электрона в режим убегания в среднем поле разрядного промежутка, т.е. без усиления. Сказанное иллюстрирует рис. 3, b, на котором показана рассчитанная нами зависимость порогового значения приведенной напряженности электрического поля (E/p) от начальной энергии электрона, при котором становится возможным уход электрона в режим убегания. Видно, например, что при начальной энергии 1000 eV для реализации убегания требуется примерно в 4.5 раза меньшее значение Q/p , чем в случае плазменных (или „медленных“) электронов (электронов с энергиями $\sim 1-10$ eV). С уменьшением начальной энергии электрона пороговые значения E/p возрастают. При энергиях электрона ниже 300 eV пороговые значения E/p практически сравниваются со случаем „медленных“ электронов. Это объясняется тем,

что энергетические потери становятся уже достаточно большими и электрон с практически 100% вероятностью „скатывается“ по энергетической оси в область „медленных“ электронов. Подобный эффект был отмечен ранее в работе [24], однако расчеты там были проделаны для других условий, поскольку решалась иная задача.

Увеличение абсолютного значения напряженности среднего электрического поля в разрядном промежутке и протяженности области локального усиления поля (при увеличении h) приводит к тому, что электрон после прохождения этой области получает более высокую „начальную“ энергию, что облегчает его дальнейший переход в режим убегания.

Таким образом, высказанное в начале работы предположение о понижении порога убегания при прохождении электроном области усиленного электрического поля, создаваемого микроострием на катоде, качественно подтвердилось последующими расчетами. Единственное несоответствие заключается в том, что эффект становится достаточно заметным при относительно длинных микроостриях (при $h > 10 \mu\text{m}$), которые очень редко можно наблюдать на поверхности электродов. Однако нужно учесть то, что электроны, вылетевшие из микроострия и участвуя в лавинном размножении, создают перед ним нескомпенсированный положительный заряд ионов, участвующий в дальнейшем при формировании катодного слоя. Этот заряд приведет к дополнительному усилению поля перед микроострием. Учет этого дополнительного усиления, по нашему мнению, позволит получить убегание в условиях, соответствующих эксперименту [11]. Наличие убегających электронов на начальной стадии формирования субнаносекундного газового разряда при давлениях выше 1 МПа может способствовать формированию разряда в объемной форме, что позволяет объяснить наблюдаемые в [13,14,25] фоторазвертки свечения разряда и короткие времена запаздывания разряда [26,27], которые невозможно объяснить с помощью лавинно-стримерной модели. Исследования в этом направлении в настоящее время нами ведутся, и планируется публикация более подробной статьи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-08-00894).

Список литературы

- [1] Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. // ДАН СССР. 1967. Т. 177. С. 72.
- [2] Frankel S., Highland V., Sloan T., Van Dyck O., Wales W. // Nucl. Instr. Method. 1966. Vol. 44. P. 345–348.
- [3] 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.]
- [4] Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Штак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 35–44. [Mesyats G.A., Korovin S.D. et al. // Techn. Phys. Lett. 2006. Vol. 32. P. 18–22.]

- [5] Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 4. С. 71–80. [Mesyats G.A., Shpak V.G. et al. // Techn. Phys. Lett. 2008. Vol. 34. P. 169–173.]
- [6] Костыря И.Д., Бакут Е.Х., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87. [Kostyrya I.D., Bakst E.Kh., Tarasenko V.F. // Instrum. Exp. Techn. 2010. Vol. 53. P. 545–548.]
- [7] Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457. [Tarasenko V.F. // Plasma Physics Reports. 2011. Vol. 37. P. 409–421.]
- [8] Mesyats G.A., Sadykova A.G. et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2013. Vol. 41. N 10. Pt 1. P. 2863.
- [9] Shklyaeв V.A., Belomyttsev S.Ya., Ryzhov V.V. // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112. P. 113303.
- [10] Зубарев Н.М., Иванов С.Н. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 4. С. 397–406. [Zubarev N.M., Ivanov S.N. // Plasma Physics Reports. 2018. Vol. 44. P. 445–452.]
- [11] Ivanov S.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. Vol. 46. P. 285201.
- [12] Иванов С.Н., Лисенков В.В., Шпак В.Г. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 9. С. 62–68. [Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Shpak V.G. // Tech. Phys. 2008. Vol. 53. N 9. P. 1162–1168.]
- [13] 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. N 1. P. 53–57.]
- [14] Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Shpak V.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 315204.
- [15] Огородникова О.М. // Информационные технологии в проектировании и производстве. 2014. № 2. С. 30–34. [Ogorodnikova O.M. // Information Technology of CAD/CAM/CAE. 2014. N 2. P. 30–34.]
- [16] Engelhardt A.G., Phelps A.V., Risk C.G. // Phys. Rev. 1964. Vol. 135. P. A1566–1574.
- [17] Schulz G.J. // Phys. Rev. 1964. Vol. 135. P. A988–994.
- [18] Cartwright D.C. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 16. P. 1013–1040.
- [19] Cartwright D.C. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 16. P. 1041–1051.
- [20] Kieffer L.J., Dunn G.H. // Rev. Mod. Phys. 1966. Vol. 38. P. 1–35.
- [21] Phelps A.V., Pitchford L.C. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31. P. 2932–2949.
- [22] Jelenkovic B.M., Phelps A.V. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. P. 5310–5326.
- [23] Bakhov K.I., Babich L.P., Kutsyk I.M. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2000. Vol. 28. P. 1254–1262.
- [24] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 13. С. 37–42. [Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Tech. Phys. Lett. 2006. Vol. 32. P. 572.]
- [25] Иванов С.Н. // ДАН. 2004. Т. 399. № 4. С. 472–476. [Ivanov S.N. // Dokl. Phys. 2004. Vol. 49. P. 701–705.]
- [26] Иванов С.Н., Шарыпов К.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. Вып. 5. С. 102–110. [Ivanov S.N., Sharypov K.A. // Tech. Phys. Lett. 2016. Vol. 42. P. 274–277.]
- [27] Иванов С.Н., Лисенков В.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 3. С. 1–10. [Ivanov S.N., Lisenkov V.V. // Plasma Phys. Rep. 2018. Vol. 44. N 3. P. 1–10.]