

УДК 537.5

## УБЕГАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОНЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ ЛАВИНАМИ, В НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДАХ В ВОЗДУХЕ

Г. А. Месяц, Н. М. Зубарев, И. В. Васенина

*Рассматриваются наносекундные электрические разряды в атмосферном воздухе при больших перенапряжениях. В этих разрядах существуют одновременно плазменные каналы и диффузное свечение плазмы. Каналы создаются субнаносекундными стримерами, которые образуются в катодной зоне. Диффузное свечение обусловлено убегающими электронами, которые испускаются головками электронных лавин. Необходимое для этого усиление электрического поля создается благодаря геометрии плазмы в головке и остове лавины.*

**Ключевые слова:** электронные лавины, убегающие электроны, наносекундный разряд, стример, автоэлектронная эмиссия, взрывная эмиссия.

В физике электрического разряда в газах, кроме широко известных таунсендовского (лавинового) и стримерного, существует еще разряд, в котором одновременно проявляются свойства того и другого. Эти разряды различаются визуально. При таунсендовском разряде в промежутке между катодом и анодом наблюдается диффузное свечение, а при стримерном – ярко светящийся плазменный канал. В импульсных разрядах при большом перенапряжении (двух-трехкратном и более) существуют одновременно диффузное свечение, а также плазменные каналы, которые пронизывают его [1–3]. Следовательно, в этих разрядах происходят процессы, характерные как для стримерного, так и таунсендовского разрядов. Такие разряды называют наносекундными диффузно-канальными (НДК-разряды). В воздухе при атмосферном давлении этот тип разряда имеет место при  $E/p > 10^2$  В/см·Торр. Длительность протекания процессов в этих разрядах находится в диапазоне нано- и субнаносекунд. Физические процессы в таких разрядах изучены недостаточно. Если происхождение каналов можно понять с позиций

стримерной теории, то природа диффузного свечения до сих пор не установлена. Главный вопрос, который при этом возникает – это какова природа свободных электронов, которые обеспечивают диффузное свечение в пространстве между катодом и анодом. Объяснить это испусканием фотонов возбужденными молекулами лавины, как в обычных разрядах [3–5], нельзя из-за резкого снижения на один-два порядка (с  $10^{-8}$  до  $10^{-10}$ ) времени разряда. Кроме того, на один-два порядка снижается (с  $10^8$  до  $10^6$ ) критическое число электронов в лавине при ее переходе в стример. Мы считаем, что свободные электроны, определяющие диффузность в таком разряде, создаются убегающими электронами (УЭ), которые испускаются самой электронной лавиной. Существование эффекта УЭ было открыто при исследовании наносекундного разряда в атмосферном воздухе [6]. Критическое поле, при котором это имеет место, определяется из формулы [7, 2]

$$E_{cr}/p = 3.38 \cdot 10^3 z/I, \quad (1)$$

где  $I$  – средняя энергия неупругих потерь электронов,  $z$  – число электронов в молекуле. Например, для азота  $z = 14$ ,  $I = 80$  эВ,  $E_{cr}/p = 590$  В/см·Торр. При атмосферном давлении это соответствует электрическому полю  $E_{cr} = 4.5 \cdot 10^5$  В/см.

Многочисленные исследования наносекундных разрядов в воздухе при атмосферном давлении были проведены при электрическом поле на катоде  $E_0 > E_{cr}$  [6, 8–11]. Пучки УЭ в этих разрядах испускаются в виде коротких импульсов, длительность которых составляет  $10^{-10}$  с и менее [12]. Источником инициирования убегающих электронов является автоэлектронная эмиссия (АЭЭ) [13, 14], которая происходит из-за усиления электрического поля на микроскопических выступах поверхности катода. Убегающие электроны, которые ускоряются вплоть до энергии, соответствующей амплитуде приложенного напряжения, ионизируют газ, а также создают диффузное свечение разрядного объема [15]. В этом разряде происходит диффузное свечение, а также светящиеся каналы [9], аналогичные обнаруженным в [1–3], но у которых  $E_0 < E_{cr}$ . Следовательно, наносекундные разряды с явным участием УЭ, то есть при  $E_0 > E_{cr}$ , качественно похожи на НДК-разряды, у которых  $E_0 < E_{cr}$ . Для разграничения этих разрядов первые из них будем называть высоковольтными, а вторые низковольтными.

Для получения  $E_0 > E_{cr}$  используются катоды в виде острий, лезвий, усеченных конусов и т.д. [9]. Что касается низковольтных разрядов, когда  $E_0 < E_{cr}$ , то в них обычно используется однородное поле. Типичным примером таких низковольтных разрядов являются работы [2, 16–18], в которых в азоте при  $E_0/p = 120 \div 150$  В/см·Торр также наблюдались убегающие электроны и рентгеновское излучение. Мы считаем, что

и в этом случае появление УЭ обеспечивается высоким электрическим полем за счет плазменного острия, каковым является электронная лавина в НДК-разряде.

Рассмотрим эту проблему подробнее. Пусть существует электронная лавина в однородном внешнем поле  $E_0$ , которая начинается на катоде от одного электрона в момент времени  $t = 0$ . Координату  $x$  будем отсчитывать от места его рождения в направлении  $-E_0$ . Число электронов  $N$  в лавине нарастает по закону

$$N = \exp(\alpha x), \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации,  $x$  – путь, пройденный головкой лавины. Будем считать, что все электроны летят одной группой с одинаковой скоростью дрейфа  $v$ , а ионы неподвижны. На начальном этапе развития электронной лавины ее радиус  $r$  обусловлен только диффузией электронов

$$r = (6Dt)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии,  $t$  – время. Так как

$$t = \frac{x}{v} = \frac{x}{bE_0}, \quad \frac{D}{b} = \frac{2U_T}{3}, \quad (3')$$

где  $E_0$  – электрическое поле,  $b$  – подвижность электронов,  $U_T$  – тепловая энергия электронов в вольтах, то из (3) следует, что

$$r^2 = \frac{4U_T x}{E_0} = \frac{4U_T x^2}{U}, \quad (4)$$

где  $U$  – разность потенциалов, пройденная лавиной на длине пути  $x$ , то есть

$$U = xE_0. \quad (5)$$

Из (4) следует соотношение

$$\beta = \frac{x}{r} = \frac{1}{2} \left( \frac{U}{U_T} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Так как тепловая энергия электронов  $U_T$  измеряется вольтами, а  $U$  – киловольтами, то  $\beta \gg 1$ . Тепловую энергию электронов в плазме примем как для азота [19]

$$U_T = 0.2 \left( \frac{E_0}{p} \right)^{2/3}. \quad (7)$$

Используя соотношения (5) и (3') и учитывая, что  $x = vt$ , а также, что скорость дрейфа электронов

$$v = 3.3 \cdot 10^6 \left( \frac{E_0}{p} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

получим другое соотношение

$$\beta = \frac{1}{2} \left( \frac{E_0 vt}{U_T} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Величина  $\beta$  характеризует усиление электрического поля в головке лавины по сравнению с внешним полем  $E_0$ . Следовательно, усиление электрического поля в головке лавины заложено в самом механизме развития электронной лавины.

С течением времени скорость диффузионного расширения головки лавины уменьшается и появляется электростатическое расталкивание электронов. Универсальной теории перехода лавины в стример, которая касалась бы наносекундных разрядов, не существует. Поэтому будем считать, что до тех пор, пока поле объемного разряда лавины не сравняется с внешним полем, лавина будет развиваться по экспоненциальному закону (2). Известно, что при атмосферном давлении воздуха при величине  $E/p > 10^2$  В/см·Торр лавина замедляет свое развитие уже при числе электронов  $N = 10^6$  из-за самоторможения развития лавины собственным полем [3]. Это на два порядка меньше, чем в классической лавине [4, 5]. Поэтому стример в обычном понимании перестает существовать, а появляется новое плазменное образование, названное нами лавинной цепью [20]. Первичная лавина из-за электростатического роста расталкивания электронов выталкивает часть электронов, которые начинают развитие как вторичная электронная лавина. Затем рождаются лавины третьего поколения и т. д., пока лавинная цепь не переключит промежутки.

Для оценки того, на какой стадии развития лавины начинается образование лавинной цепи, примем, что переход лавины в стример происходит, когда сумма электрических полей электронной головки и примерно такого же поля ионного следа в лавине достигает величины внешнего поля. При этом число электронов в лавине составит [5]

$$N_k = \frac{9\pi\varepsilon_0 E_0}{2e\alpha^2}. \quad (10)$$

Для расчета поля в головке лавины воспользуемся широко известной моделью проводящего эллипсоида вращения, помещенного в электрическое поле  $E_0$ . Если принять, что радиус кривизны головки лавины равен  $r$ , а длина его большой полуоси  $x \gg r$ , то коэффициент усиления поля составит [21]

$$\beta = a \frac{x}{r}. \quad (11)$$

При  $\frac{x}{r} = 5 \div 25$  можно считать, что  $a = 1$ .

Лавинная цепь – это своеобразный анодно-направленный стример в наносекундном диффузно-канальном разряде. Его образование начинается в катодной зоне, так как размер критической лавины  $x_k \ll d$ . Оценим величину  $\beta$  при  $E_0/p = 150$  В/см·Торр,  $p = 760$  Торр и длине промежутка 0.2 см. Электрическое поле  $E_0 = 1.14 \cdot 10^5$  В/см. Примем, что коэффициент ударной ионизации определяется формулой Таунсенда [3]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E_0/p}\right), \quad (12)$$

где  $A = 15$  (см·Торр) $^{-1}$ ,  $B = 365$  В(см·Торр) $^{-1}$ . В этих условиях коэффициент  $\alpha = 10^3$  см $^{-1}$ , тепловая энергия электронов  $U_T = 5.6$  эВ, скорость дрейфа электронов  $v = 4.04 \cdot 10^7$  см/с, а критическое число электронов согласно формуле (10)  $N_k = 10^6$  штук. Время образования этого стримера равно  $t_c = 3.4 \cdot 10^{-10}$  с, а расстояние, на котором лавина переходит в стример –  $x_k = vt_c = 13.7 \cdot 10^{-3}$  см, поэтому отношение  $d/x_k = 14.6$ . Это значит, что на длине промежутка укладывается почти 15 лавин критического размера. Следовательно, усиление электрического поля на фронте лавины составит  $\beta = 8.4$ , а само поле  $E = \beta E_0 = 10^6$  В/см. При таком поле уже происходит убегание электронов в азоте и воздухе.

Для того чтобы происходило усиление электрического поля на кончике лавины и стримера, они должны находиться под тем же потенциалом, что и катод. Учтем, что при больших величинах электрического поля на разряд начинает влиять автоэлектронная эмиссия с катода (АЭЭ) с очень малых площадей поверхности катодных микровыступов. Поэтому, если время между появлением двух соседних электронов в токе АЭЭ много меньше, чем время развития лавины до перехода в стример, то пространство между хвостом лавины и катодом начнет быстро заполняться плазмой. Это условие записывается так:

$$\frac{e}{js} \ll \frac{\ln N_k}{\alpha v} = t_c, \quad (13)$$

где  $j$  – плотность тока АЭЭ,  $s$  – площадка на кончике микровыступа, эмитирующая электроны,  $t_c$  – время роста лавины до перехода в стример. Это означает, что за время достижения основной лавиной критической величины еще много автоэмиссионных электронов начнут создавать новые электронные лавины. Место появления ионов, которые будут создаваться в этом случае, приблизится к катоду. Это приведет к росту электрического поля объемного заряда ионов. В конечном счете, произойдет переход автоэлектронной эмиссии во взрывную эмиссию (ВЭЭ) [22]. Если к этому времени стример (лавиная цепь) достигнет анода, то образуется проводящий плазменный канал, по

которому происходит электрический разряд. Так как на катоде может быть не один, а несколько эффективных микровыступов, то в промежутке может быть несколько каналов. Однако, в конечном счете, разряд идет только по одному каналу, в котором на катоде происходит взрывная электронная эмиссия и образуется катодное пятно.

Таким образом, в настоящей работе мы показали, что в НДК-разряде убегающие электроны рождаются за счёт сильного поля в головке лавины, и эти электроны создают как диффузное свечение, так и следующую лавину. Так образуется цепочка лавин, каждая из которых вновь рождает убегающие электроны.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-79-30086.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Yu. I. Bichkov, A. M. Iskol'dskij, G. A. Mesyats, *On the increase of spark current during pulse breakdown of air gaps in nanosecond time range* In: Proc. VIIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. (Vienna, 1967), p. 210.
- [2] Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев, УФН **107**(2), 201 (1972). DOI: 10.1070/PU1972v015n03ABEH004969.
- [3] Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов* (М., Наука, 1991).
- [4] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* (London, Butterworths, 1964).
- [5] E. M. Baselyan, Yu. P. Raizer, *Spark Discharge* (Boca Raton, CRC Press, 1997).
- [6] Ю. Л. Станкевич, В. Г. Калинин, ДАН СССР **177**(1), 72 (1967).
- [7] А. В. Гуревич, ЖЭТФ **39**(5), 1296 (1960).
- [8] L. P. Babich, *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena*, ISTC Science and Technology Series. Vol. 2. (Arlington, Futurepast Inc., 2003).
- [9] V. F. Tarasenko, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 023001 (2020). <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5c57>.
- [10] A. V. Gurevich, G. A. Mesyats, K. P. Zybin, et al., Phys. Rev. Lett. **109**(8), 085002 (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.085002>.
- [11] E. V. Oreshkin, S. A. Barengolts, S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, Phys. Plasmas **22**(12), 123505 (2015). <https://doi.org/10.1063/1.4936826>.

- [12] G. A. Mesyats, M. I. Yalandin, N. M. Zubarev, et al., *Appl. Phys. Lett.* **116**(6), 063501 (2020). <https://doi.org/10.1063/1.5143486>.
- [13] Г. А. Месяц, *Письма в ЖЭТФ* **85**(2), 119 (2007).
- [14] D. Levko, *J. Appl. Phys.* **124**(16), 163302 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5052000>.
- [15] Г. А. Месяц, М. И. Яландин, *УФН* **189**(7), 747 (2019).
- [16] В. В. Кремнев, Ю. А. Курбатов, *ЖТФ* **42**(4), 795 (1972).
- [17] W. W. Byszewsky, G. Reinhold, *Phys. Rev. A* **26**, 2826 (1982). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.26.2826>.
- [18] E. E. Kunhardt, W. W. Byszewski, *Phys. Rev. A* **21**(6), 2069 (1980). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.21.2069>.
- [19] H. Schlumbohm, *Z. Phys.* **184**(5), 492 (1965).
- [20] В. В. Кремнев, Г. А. Месяц, *Журн. прикл. механики и техн. физики*, № 1, 40 (1971).
- [21] Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов, *Теория искры* (М., Атомиздат, 1975).
- [22] G. A. Mesyats, *Pulsed Power* (New York, Kluwer Academic, Plenum Publishers, 2004).

Поступила в редакцию 15 мая 2020 г.

После доработки 28 мая 2020 г.

Принята к публикации 29 мая 2020 г.