

О ТЕПЛОВЫХ И УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНАХ В НАНОСЕКУНДНОМ РАЗРЯДЕ В АЗОТЕ

Г. А. Месяц¹, Ю. И. Мамонтов², И. В. Васенина¹

Сравнивается роль убегаяющих и тепловых электронов в наносекундном диффузно-канальном разряде в азоте. Давление азота 1 атм, длина промежутка 1 мм, напряжение 100 кВ, то есть приведенная напряженность электрического поля в промежутке 1200 В/см·Торр. Показано, что каждый тепловой электрон (ТЭ) может производить значительно больше вторичных электронов по сравнению с одним убегаящим электроном (УЭ). Суммарная скорость размножения УЭ мала по сравнению с таковой для ТЭ. Например, если количество УЭ составляет 10% от всего электронного ансамбля, то скорость образования ТЭ будет больше скорости образования УЭ в 40 раз.

Ключевые слова: наносекундный диффузно-канальный разряд, тепловые электроны, убегаящие электроны, скорость ионизации.

В воздухе, азоте и других газах хорошо известны два типа разряда: таунсендовский и стримерный [1, 2]. В обоих случаях начало процесса разряда обусловлено образованием электронных лавин, которые инициируются электронами, находящимися в пространстве между катодом и анодом. Таунсендовский разряд происходит при напряжении, близком к напряжению статического пробоя. При этом промежуток последовательно заполняется плазмой большого числа электронных лавин, следующих друг за другом. Стримерный разряд происходит при напряжении, превышающем статическое пробивное. Для этого достаточно одной электронной лавины, которая переходит в стример. В атмосферном воздухе необходимое превышение напряжения над статическим пробивным составляет 20% и более [1, 3]. Таунсендовский и стримерный разряды отличаются

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: mesyats@sci.lebedev.ru.

² Институт электрофизики УрО РАН, 620016 Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106.

визуально. В первом из них при формировании разряда наблюдается диффузное свечение, а во втором появляется ярко светящийся плазменный канал.

Кроме того, при большом перенапряжении на разрядном промежутке в наносекундном диапазоне существует разряд, в котором одновременно частично проявляются свойства обоих типов разрядов. Он широко используется в технике формирования мощных наносекундных импульсов [4]. Такой разряд мы называем наносекундным диффузно-канальным (НДК). Впервые внимание к нему было привлечено в работах [5, 6]. В них обсуждалась работа Флетчера [7], в которой были противоречия в толковании зависимости времени формирования разряда от электрического поля в наносекундном диапазоне. Он предполагал, что этот разряд стримерный, который якобы был инициирован одиночными электронами, т. е. был одноэлектронным [3]. Однако, как было показано в [6], реально число электронов, инициирующих разряд, составляло порядка 10^4 штук. Каждый из этих электронов создавал свою электронную лавину, а их суммарный ток интерпретировался в [7] как ток стримера. Однако, когда разряд действительно инициировался одиночными электронами [3, 5, 6], то время формирования разряда на порядки превосходило то, что должно быть при стримерном пробое. Сравнение этих трех разрядов друг с другом предложено нами проводить по соотношению длины разрядного промежутка d с длиной критической лавины x_k , под которой подразумевается лавина с полем объемного разряда ионов, сравнимым с внешним полем. Если $x_k \gg d$, то разряд будет таунсендовским, если $x_k \geq d$ – стримерным, а при $x_k \ll d$ будет происходить НДК-разряд. Напомним, что $x_k = \frac{\ln N_k}{\alpha}$, где N_k – критическое число электронов в лавине, α – коэффициент ударной ионизации.

НДК-разряды, у которых $\mu = d/x_k$ порядка 10, рассмотрены в [8, 9]. В таких разрядах лавины, инициируемые от внешних электронов, достигают критического размера вблизи поверхности катода. Длина этой лавины много больше ее ширины, т. е. радиуса головки. Вследствие этого электрическое поле на этой головке лавины усиливается во много раз. Это приводит к убеганию электронов. Каждый убегающий электрон будет создавать новую лавину электронов. Т. е. будет создаваться плазменное образование, похожее на стример, которое получило название лавинная цепь (ЛЦ) [3, 6]. Эти ЛЦ заполняют промежуток плазмой, создавая разряд, аналогичный тлеющему разряду. Интересно проследить, что будет происходить с таким разрядом, если величина μ будет существенно возрастать. В атмосферном воздухе это имеет место при электрическом поле порядка 10^6 В/см. Такое поле характерно для вакуумного разряда между плоскими электродами. В этом случае при атмосферном давлении азота приведенное

электрическое поле E/p (E – электрическое поле, p – давление газа) будет выше необходимого для убегания электронов. Это связано с тем, что при больших значениях E/p энергия, которая приобретается электронами на единице пути, превышает энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях. Поэтому такие электроны будут переходить в режим непрерывного ускорения.

Обозначим пороговую для убегания электронов приведенную напряженность поля как E_m/p . Для ее определения воспользуемся теорией убегающих электронов в низкотемпературной плазме [10]. Сила торможения нерелятивистского электрона в газе определяется выражением [6]

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 N Z}{\varepsilon} \ln \frac{2\varepsilon}{I}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \frac{mV^2}{2}$ – энергия электрона в плазме, N – плотность молекул газа, V , m – скорость и масса электрона, I – средняя энергия неупругих потерь, e – заряд электрона. Баланс энергии электрона, двигающегося в газе, запишется в виде

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = eE - F(\varepsilon). \quad (2)$$

Функция $F(\varepsilon)$ имеет максимум при $\varepsilon_m = \frac{\bar{e}I}{2}$, где \bar{e} – основание натурального логарифма. Поэтому, если электрическое поле превышает величину $E_m = F_m/e$, то поле E_m определяется из выражения

$$E_m = 4\pi e^3 N Z / \bar{e} I. \quad (3)$$

Подставляя в эту формулу соответствующие числовые постоянные, получим условие, при котором электроны в газовом разряде превращаются в убегающие

$$\frac{E_m}{p} = \frac{3.88 \cdot 10^3 Z}{I}. \quad (4)$$

Например, для азота $Z = 14$, $I_m = 130$ эВ, поэтому $E_m/p = 365$ В/см·Торр. При атмосферном давлении $E_m = 2.8 \cdot 10^5$ В/см.

Таким образом, в плазме НДК-разрядов будут присутствовать два типа электронов: тепловые, которые образуются в процессе развития электронных лавин, а также убегающие электроны. Проведем оценку роли этих электронов в НДК-разряде. Скорость изменения концентрации электронов в плазме развивающегося разряда dn/dt в случае одноэлектронного инициирования можно представить в виде:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha V_{dr} n_t + \nu_i(\varepsilon) n_{RE}, \quad n_t + n_{RE} = n, \quad (5)$$

где α – первый коэффициент Таунсенда, V_{dr} – скорость дрейфа тепловых электронов, ε – энергия быстрых электронов, n_t – концентрация тепловых электронов, n_{RE} – концентрация убегающих электронов, ν_i – частота ионизации. В правой части уравнения (5) первое слагаемое описывает размножение тепловых электронов, а второе слагаемое – увеличение концентрации электронов вследствие ионизаций, производимых убегающими электронами. Попробуем оценить вклад обоих слагаемых в изменение концентрации электронов.

Пусть имеется разрядный промежуток с однородным распределением электрического поля и межэлектродным расстоянием ~ 1 мм, при этом промежуток заполнен азотом с давлением 1 атм. Пусть на промежуток падает прямоугольный импульс напряжения амплитудой 100 кВ. В этом случае средняя напряженность поля в промежутке составляет 1 МВ/см, то есть с гарантией выполняется критерий (4) убегания в азоте. Время t_{RE} пролета электронов через разрядный промежуток в вакууме составляет ~ 10 пс. Из-за того, что убегающие электроны движутся в практически вакуумном режиме, то, если пренебречь неупругими потерями энергии, их время пролета будет сопоставимым. Поэтому конечную крутизну фронта напряжения можно не учитывать, так как за время пролета электронов напряжение не успеет значительно измениться.

По определению, частота ионизации ν_i – это величина, обратная среднему времени между двумя ионизационными столкновениями τ_i [3, 11]. Это время можно оценить, исходя из средней “ионизационной” длины свободного пробега электрона λ_i и скорости дрейфа электронов V_{dr} в электрическом поле заданной приведенной напряженности E/p :

$$\tau_i(E/p) = \lambda_i/V_{dr}(E/p). \quad (6)$$

При этом, при известной зависимости сечения ионизации σ_i электронов от их энергии ε для данного газа, длина свободного пробега λ_i может быть вычислена следующим образом [3, 11]:

$$\lambda_i = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)}. \quad (7)$$

В случае газа атмосферного давления концентрация молекул газа N принимает известное значение $2.68 \cdot 10^{19}$ см⁻³ – число Лoshмидта. Тогда выражение для частоты ионизации ν_i можно записать в виде:

$$\nu_i\left(\frac{E}{p}, \varepsilon\right) = \frac{1}{\tau_i\left(\frac{E}{p}, \varepsilon\right)} = V_{dr}\left(\frac{E}{p}\right) N\sigma_i(\varepsilon). \quad (8)$$

Для вычисления конкретного значения ν_i нужно знать зависимость скорости дрейфа электронов V_{dr} от отношения E/p и зависимость сечения ионизации σ_i от энергии электронов ε . Зависимость $\sigma_i(\varepsilon)$ может быть определена экспериментально [12]. При высоких перенапряжениях в сильных электрических полях при оценке частоты ионизации для убегających электронов ввиду их преимущественно направленного движения через разрядный промежуток и слабого рассеяния V_{dr} может быть просто заменена на скорость направленного движения электронов V_e заданной энергии в разрядном промежутке. В нерелятивистском приближении скорость направленного движения электрона V_e и его энергия ε связаны следующей зависимостью:

$$V_e = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}, \quad (9)$$

где m – масса электрона. Следовательно, для убегających электронов зависимость $\nu_i(E/p, \varepsilon)$ переходит в зависимость $\nu_i(N, \varepsilon)$, которая может быть выражена следующим образом:

$$\nu_i(N, \varepsilon) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} N \sigma_i(\varepsilon). \quad (10)$$

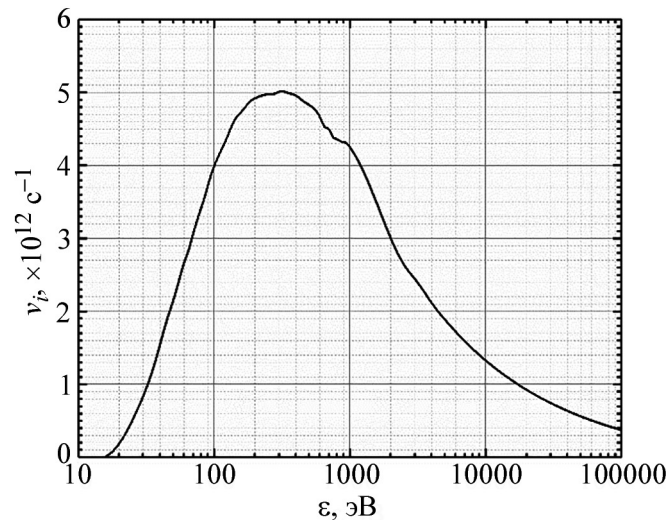


Рис. 1: Зависимость частоты ионизации ν_i от энергии электрона в азоте давлением 1 атм.

Вид зависимости (10) для азота давлением 1 атм представлен на рис. 1. Явный вид функции $\nu_i(\varepsilon)$ позволяет провести ее численное интегрирование по времени в предположении, что убегающий электрон движется в разрядном промежутке в “вакуумном”

режиме, то есть равноускоренно без потерь энергии. В результате интегрирования можно оценить число ионизаций, произведенных одним электроном при движении через разрядный промежуток.

Интегрирование выражения (10) по времени в предположении о равноускоренном характере движения электрона в разрядном промежутке и без учета неупругих потерь энергии дает оценку числа ионизаций каждым убегающим электроном ~ 14 за время пролета разрядного промежутка (~ 10 пс).

Для тепловых электронов оценка числа ионизаций осложняется тем, что при рассматриваемой приведенной напряженности поля $E/p \sim 1200$ В/(см·Торр) использование эмпирических формул для дрейфовой скорости становится некорректным, так как данное значение E/p оказывается за пределами применимости эмпирических формул [11]. Для грубой оценки сверху числа ионизаций тепловыми электронами за время пролета убегающих электронов через промежуток можно допустить, что основной вклад в ионизацию вносят электроны с энергиями вблизи максимума частоты ионизации – ~ 300 эВ. Тогда частоту ионизации можно принять равной $5 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$. При этом также предполагается, что тепловые электроны движутся преимущественно по полю. Вычисления с использованием эмпирических формул [1, 3] дают значение частоты ионизации, по порядку величины совпадающее с приведенной оценкой, хотя и предсказывают меньшее значение частоты ионизации. Тем не менее, можно сказать, что число ионизаций, производимых каждым тепловым электроном за время ~ 10 пс, должно быть в пределах 20–50. То есть за одно и то же время каждый тепловой электрон может произвести в разы больше вторичных электронов по сравнению с одним убегающим электроном. Принимая во внимание, что из-за неупругих потерь энергии и образования плазмы в экспериментах доля убегающих электронов в общем электронном ансамбле является незначительной, можно утверждать, что суммарная скорость ионизации убегающими электронами также мала по сравнению со скоростью размножения тепловых электронов. Даже если предположить, что убегающие электроны составляют порядка 10% электронного ансамбля, то в уравнении (5) член $\alpha V_e n_t$ должен быть больше слагаемого $\nu_i(\varepsilon) n_{RE}$ примерно в 40 раз. Более того, обычно в экспериментах убегающие электроны генерируются в течение ограниченного промежутка времени, который, как правило, оказывается даже меньше времени пролета электронов через промежуток. Поэтому величина n_{RE} является практически постоянной в течение времени пролета электронов. Кроме того, высокая скорость ионизации тепловыми электронами поддерживается тем фактом, что даже в результате ионизации быстрыми электронами наиболее вероятная

энергия вторичных электронов оказывается весьма малой по сравнению с энергией убегающих электронов [13]. При этом энергия вторичных электронов оказывается гораздо ближе к максимуму частоты ионизации, чем энергия убегающих электронов, в результате вторичные тепловые электроны начинают интенсивно размножаться. Вероятность появления вторичных электронов с высокими энергиями, которые могут обеспечить вклад в ионизацию как убегающие, мала, что также подтверждается консерватизмом величины n_{RE} . В то же время, n_t непрерывно экспоненциально (лавинообразно) увеличивается, как и соответствующее слагаемое, за счет размножения тепловых электронов, а также развития вторичных лавин, сгенерированных в результате прохождения пучка убегающих электронов.

Стоит отметить, что если при оценках уменьшить рассматриваемую здесь амплитуду высоковольтного импульса со 100 кВ до 50 кВ, что равносильно уменьшению средней напряженности поля с 1 МВ/см до 500 кВ/см, то число вторичных электронов, порождаемых убегающими электронами, увеличивается до ~ 25 , при этом средняя частота ионизации тепловыми электронами должна уменьшаться. В результате число вторичных электронов, образовавшихся в результате ионизации газа одним убегающим электроном, оказывается сопоставимым с числом вторичных электронов, порожденных в результате размножения единственного теплового электрона. Однако при приближении напряженности поля к пороговому для убегания значению число убегающих электронов резко уменьшается, как и частота перехода электронов в режим непрерывного ускорения, поэтому все приведенные выше рассуждения по-прежнему оказываются в силе, и размножение тепловых электронов все равно будет преобладать над ионизацией среды быстрыми электронами.

Описанные закономерности качественно воспроизводятся и в численном моделировании [14, 15]. В подавляющем большинстве экспериментов по генерации пучков убегающих электронов, особенно в разрядных системах с неоднородным распределением поля, по всей видимости, реализуется именно этот сценарий.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-79-30086).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Y. M. Meek, Y. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases* (Oxford, Clarendon Press, 1953).

- [2] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* (London, Butterworths, 1964).
- [3] Yu. D. Korolev, G. A. Mesyats, *Physics of Pulsed Breakdown in Gases* (Ekb., URO-PRESS, 1998).
- [4] G. A. Mesyats, *Pulsed power* (Kluwer Academic/Plenum, New York, 2005).
- [5] 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.
- [6] Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев, УФН **107**, 201 (1972).
- [7] R. C. Fletcher, Phys. Rev. **76**(10), 1501 (1949). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.1501>.
- [8] Г. А. Месяц, Н. М. Зубарев, И. В. Васенина, Краткие сообщения по физике ФИАН **47**(7), 32 (2020). <https://doi.org/10.3103/S1068335620070052>.
- [9] Г. А. Месяц, И. В. Васенина, Физика плазмы **47**(9), 824 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063780X2109004X>.
- [10] А. В. Гуревич, ЖЭТФ **1**, 116 (1960).
- [11] Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда* (Долгопрудный, Интеллект, 2009).
- [12] Y. Itikawa, J. Phys. Chem. Ref. Data **35**(1), 31 (2006). <https://doi.org/10.1063/1.1481879>.
- [13] C. V. Opal, W. K. Peterson, E. C. Beaty, J. Chem. Phys. **55**(8), 4100 (1971).
- [14] Y. I. Mamontov, V. V. Lisenkov, J. Phys. Conf. Ser. **2064**(1), 012020 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2064/1/012020.
- [15] K. I. Bakhov, L. P. Babich, I. M. Kutsyk, IEEE Trans. on Plasma Sci. **28**(4), 1254 (2000). DOI: 10.1109/27.893314.

Поступила в редакцию 30 августа 2022 г.

После доработки 2 сентября 2022 г.

Принята к публикации 3 сентября 2022 г.