

Анализ накопления объемного заряда при лавинно-стримерных переходах в воздухе в сильных однородных электрических полях

БЕЛОГЛОВСКИЙ А.А., БЕЛОУСОВ С.В.

Представлены результаты математического моделирования лавинно-стримерных переходов в разрядном промежутке с сильным однородным электрическим полем. Он заполнен воздухом при нормальных атмосферных условиях. Принят критерий лавинно-стримерного перехода, который требует равенства минимального значения E_{\min} напряжённости поля E между лавиной и её следом критическому значению $E_{\text{кр}}$. В электроотрицательном газе при $E = E_{\text{кр}}$ интенсивность ударной ионизации молекул свободными электронами равна интенсивности их прилипания. Изучены однолавино-стримерные и многолавино-стримерные переходы. Показано, что накопление свободных электронов при многолавино-стримерном переходе происходит медленнее, чем при однолавино-стримерном. Этим обусловлены меньшие значения критического числа электронов $n_{\text{екр}}$, накопленных в лавине на момент многолавино-стримерного перехода, чем на момент однолавино-стримерного перехода. В последнем случае получены значения $n_{\text{екр}} \approx 4 \cdot 10^8$, если однолавино-стримерный переход происходит вдали от электродов. Если же он происходит вблизи них, то значения $n_{\text{екр}}$ несколько больше.

К л ю ч е в ы е с л о в а: электрический разряд в воздухе, электронная лавина, лавинно-стримерный переход, однолавино-стримерный переход, многолавино-стримерный переход, математическое моделирование, критическое число электронов

Существуют установки высокого напряжения (УВН), в которых недопустимо формирование стримерного разряда между их элементами (силовое и измерительное оборудование высокого напряжения, испытательные установки и т.п.). Для того чтобы исключить возможность возникновения разряда, в процессе создания таких УВН необходимо регулирование распределения поля так, чтобы избежать преобразования электронных лавин в стримеры.

Электронная лавина (ЭЛ) — это компактная группа свободных электронов, дрейфующих в газе в электрическом поле (ЭП) и производящих ударную ионизацию молекул и атомов газа [1]. После её прохождения в газе остаётся след из положительных и отрицательных ионов. По мере распространения лавины число n_e электронов в ней и ионов в следе возрастает, поле между ними ослабевает. Электроны, оставшиеся в области ослабленного поля, менее интенсивно ионизируют частицы газа и смешиваются с ионами следа. В результате в этой зоне возникает плазма и формируется стример — нетермоионизованный плазменный канал с избыточным зарядом в головной части (головке), удлиняющийся за счёт ударной ионизации газа в ЭП головки [1].

Преобразование ЭЛ в стример называется лавинно-стримерным (ЛС) переходом, а её парамет-

ры в этот момент — критическими. В частности, путь, пройденный лавиной к моменту перехода, именуется её критическим путём $x_{\text{кр}}$, а число накопившихся в ней электронов — их критическим числом $n_{\text{екр}}$.

Под критерием ЛС перехода понимается значение одного из параметров лавины, достижение которого свидетельствует о завершении преобразования. В этой работе авторы приняли распространённый критерий [1], который требует равенства минимального значения E_{\min} напряжённости поля E между лавиной и её следом критическому значению $E_{\text{кр}}$, при котором в электроотрицательном газе интенсивность ударной ионизации молекул свободными электронами равна интенсивности их прилипания [1]. Таким образом, в области стримерного канала, где $E \leq E_{\text{кр}}$, не происходит эффективной ударной ионизации. В воздухе при нормальных атмосферных условиях $E_{\text{кр}} = 24,5 \cdot 10^3$ В/см [1]. В докладах [2, 3] было показано, что выполнению критерия $E_{\min} = E_{\text{кр}}$ соответствует формирование положительной (катодонаправленной) головки стримера.

Известны два механизма ЛС перехода. Если критический путь лавины $x_{\text{кр}}$ меньше расстояния z_1 между точкой её зарождения и анодом, в направлении которого она распространяется, т.е. $x_{\text{кр}} \leq z_1$,

то ЭП успевает перейти в стример ещё до того, как достигнет электрода. Такой механизм ЛС перехода называется однолавино-стримерным (ОЛС) [1]. Если $x_{кр} > z_1$, то лавина достигает анода до превращения в стример, составляющие её свободные электроны покидают разрядный промежуток и в нём остаются положительные ионы её следа. Они искажают внешнее поле: между анодом и следом оно ослабляется, а перед следом усиливается. В усиленном поле ударная ионизация протекает интенсивнее, появляющиеся свободные электроны втягиваются в область ослабленного поля, способствуя формированию плазмы. Так образуется катодонаправленный стример по многолавино-стримерному (МЛС) механизму [1].

В [4] с помощью математического моделирования было показано, что напряжённость поля в положительной головке стримера и скорость её распространения зависят от механизма ЛС перехода: если реализуется ОЛС переход, то значения названных величин больше, чем у стримера, порождённого в результате МЛС перехода. Однако физические причины этих различий рассмотрены не были из-за ограниченного объёма статьи. Разумно предположить, что они обусловлены особенностями процессов накопления объёмного заряда и перераспределения ЭП в разрядном промежутке при ОЛС и МЛС переходах. Их анализу посвящена данная статья.

Математическое моделирование электронной лавины в воздухе. Для математического моделирования формирования и распространения электронных лавин в сильном однородном электрическом поле, а также расчёта распределений напряжённости ЭП и концентраций заряженных частиц применена трёхмерная дрейфово-диффузионная математическая модель [1, 4, 5], предложенная на кафедре ТЭВН НИУ «МЭИ». Она описывает процессы, происходящие с тремя видами заряженных частиц: свободными электронами, обезличенными положительными и отрицательными ионами. Поэтому в модель включены три уравнения неразрывности потока заряженных частиц, описывающие изменение в пространстве и времени концентраций свободных электронов N_e , положительных N_+ и отрицательных N_- ионов. Они дополнены уравнением Пуассона, которое определяет связь между распределениями концентраций и распределением скалярного потенциала электрического поля φ . В неё также входит уравнение связи между потенциалом и вектором \mathbf{E} напряжённости поля. Поскольку скорость дрейфа электронов в поле на два порядка больше, чем ионов [1], то их дрейф не учтён. В модели приняты во внимание дрейф электронов в

ЭП, ударная ионизация газа электронами, их прилипание, развал отрицательных ионов, ионно-ионная и электронно-ионная рекомбинации, фотоионизация газа излучением разряда.

Модель реализована в расчётной области, показанной на рис. 1, которая представляет собой прямоугольный параллелепипед размером $L \times L \times D$. Нижняя плоскость ($z=0$) является анодом, и при $t \geq 0$ её потенциал $\varphi=U > 0$, потенциал верхней плоскости ($z=D$) – катода – $\varphi=0$. Область ограничена условными границами $x=\pm L/2$ и $y=\pm L/2$. Полагается, что на них $\varphi(z)=U(1-z/D)$. Таким образом, средняя напряжённость ЭП в области составляет $E_0 = E/D$.

Развитие разряда начинается с появления на оси симметрии промежутка на расстоянии z_1 ($0 < z_1 < D$) от анода начальной неоднородности в распределении свободных электронов с их максимальной концентрацией N_{max1} и радиусом r_1 (рис. 1). В остальном промежутке электроны отсутствуют, он равномерно заполнен положительными и отрицательными ионами в равных концентрациях N_0 . Значения N_{max1} и N_0 много меньше концентрации N нейтральных молекул в газе. При нормальных атмосферных условиях $N=2,67 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

За момент ЛС перехода в этой работе принят момент времени, когда выполняется критерий $E_{min} = E_{кр}$, где E – модуль вектора \mathbf{E} напряжённости электрического поля.

Изучение лавинно-стримерных переходов. Рассмотрим результаты вычислительных эксперимен-

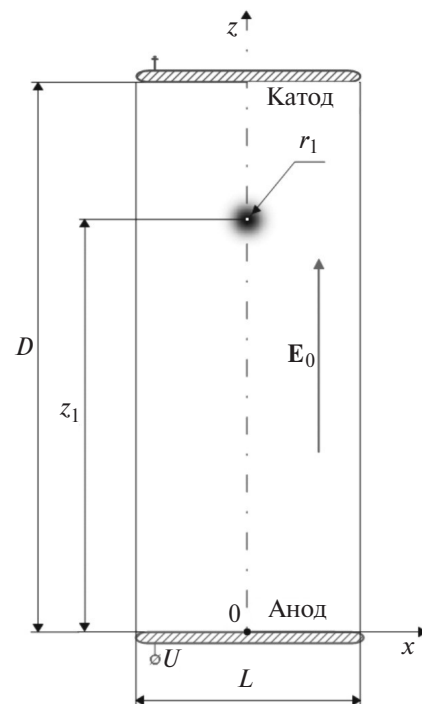


Рис. 1. Расчётная область

тов, которые выполнены с помощью программы, реализующей математическую модель [5]. Изучалось накопление заряда в лавинах и соответствующее ему перераспределение электрического поля, а также рассчитывались и проанализировались значения критического числа электронов $n_{\text{кр}}$ в лавинах в зависимости от значения z_1 .

Ниже в качестве характерного примера приведены данные, полученные в заполненном воздухе промежутке длиной $D=0,2$ см со средней напряжённостью поля $E_0=65$ кВ/см. Атмосферные условия нормальные. Максимальная концентрация электронов в начальной неоднородности, инициирующей формирование ЭЛ, составляла $N_{\text{max}1}=10^8$ см⁻³, а её радиус $r_1=0,005$ см. Этим параметрам соответствует начальное число электронов в лавине $n_{e0}=n_e|_{t=0}=76$.

Начальное положение центра неоднородности варьировалось в пределах $z_1=0,04 \div 0,16$ см. Для сравнения отметим, что оценка критического пути лавины $x_{\text{кр}}$ по приближённым аналитическим формулам, приведённым в [1], показала, что в описанных условиях $x_{\text{кр}} \approx 0,05$ см. Таким образом, $z_1 \approx (0,8 \div 3,2)x_{\text{кр}}$.

Прежде всего обратимся к расчётным распределениям избыточной плотности объёмного заряда $\rho=e(N_+=N_e-N_-)$, где $e=1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд, и напряжённости электрического поля E . На рис. 2 и 3 показаны распределения $\rho(x,z)$ (рис. 2,а и в, 3,а и в) и $E(x,z)$ (рис. 2,б и г, 3,б и г) в координатной плоскости xOz расчётной области, показанной на рис. 1.

Рис. 2 иллюстрирует развитие разряда в случае начального расстояния между анодом и ЭЛ $z_1=0,04$ см ($z_1 < z_{\text{кр}}$), а рис. 3 – $z_1=0,12$ см ($z_1 > z_{\text{кр}}$). На рис. 2,а и б приведены распределения $\rho(x,z)$ и $E(x,z)$ для момента времени $t=2,11 \cdot 10^{-9}$ с, когда при $z_1=0,04$ см происходит МЛС переход, а на рис. 2,в и г – аналогичные распределения для $t=2,40 \cdot 10^{-9}$ с, когда уже развивается катодонаправленный стример. На рис. 3,а и б представлены распределения $\rho(x,z)$ и $E(x,z)$ для момента $t=2,27 \cdot 10^{-9}$ с ОЛС перехода при $z_1=0,12$ см, а на рис. 3,в и г – в момент $t=2,40 \cdot 10^{-9}$ с, когда уже возник двухголовочный стример, чья положительная головка развивается в направлении катода, а отрицательная – анода.

Выбор результатов в координатной плоскости xOz обусловлен тем, что электронная лавина и формирующийся из неё стример появляются и распространяются на оси Oz . Поэтому распределения $\rho(x,z)$ и $E(x,z)$ наилучшим образом характеризуют

их развитие. Они представлены в виде изображений, на которых каждому оттенку серого соответствует своё значение ρ или E , а шкалы, определяющие эти соответствия, показаны справа от соответствующих им рисунков.

При анализе данных, характеризующих разряд при $x_{\text{кр}} > z_1=0,04$ см, следует обратить внимание на малое значение отрицательного объёмного заряда в момент МЛС перехода $t=2,11 \cdot 10^{-9}$ с (рис. 2,а): наибольшая плотность объёмного заряда составляет $\rho_{\text{max}} \approx 3,15 \cdot 10^{-6}$ Кл/см³, а наименьшая – $\rho_{\text{min}} \approx -5,13 \cdot 10^{-8}$ Кл/см³, т.е. почти на два порядка

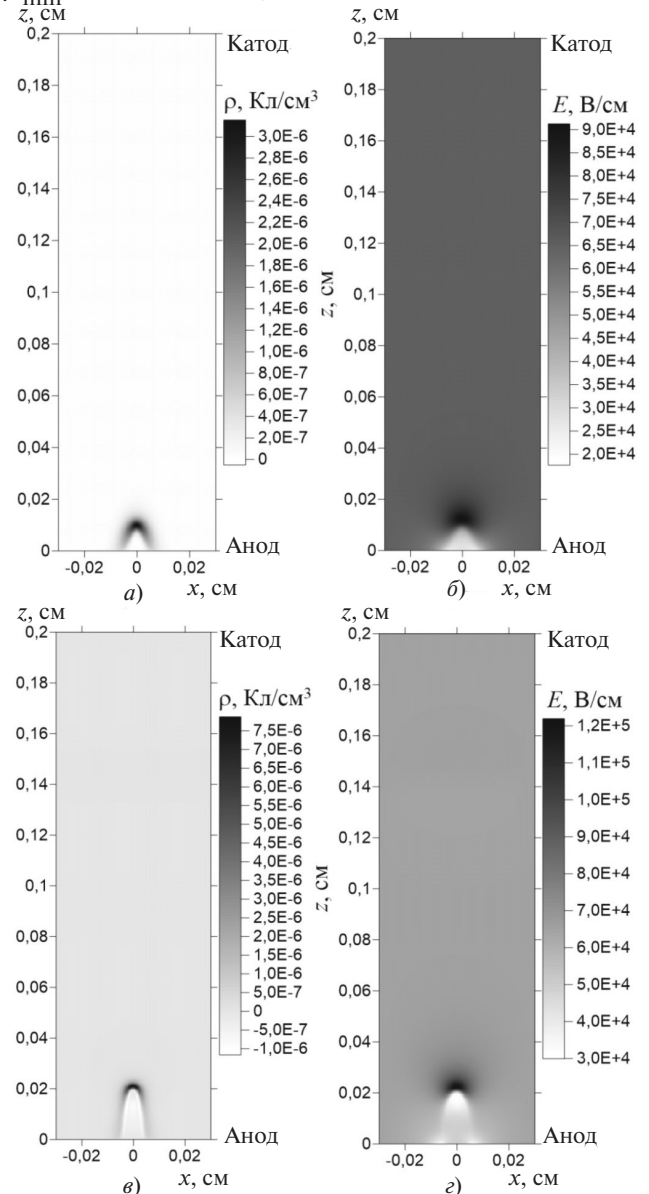


Рис. 2. Расчётные распределения плотности объёмного заряда ρ (а, в) и напряжённости электрического поля E (б, г) в координатной плоскости xOz расчётной области (рис. 1), полученные для случая $z_1=0,04$ см: а, б – для момента времени $t=2,11 \cdot 10^{-9}$ с, соответствующего ЛС переходу по многолавино-стримерному механизму; в, г – для момента $t=2,40 \cdot 10^{-9}$ с, когда в промежутке распространяется катодонаправленный стример

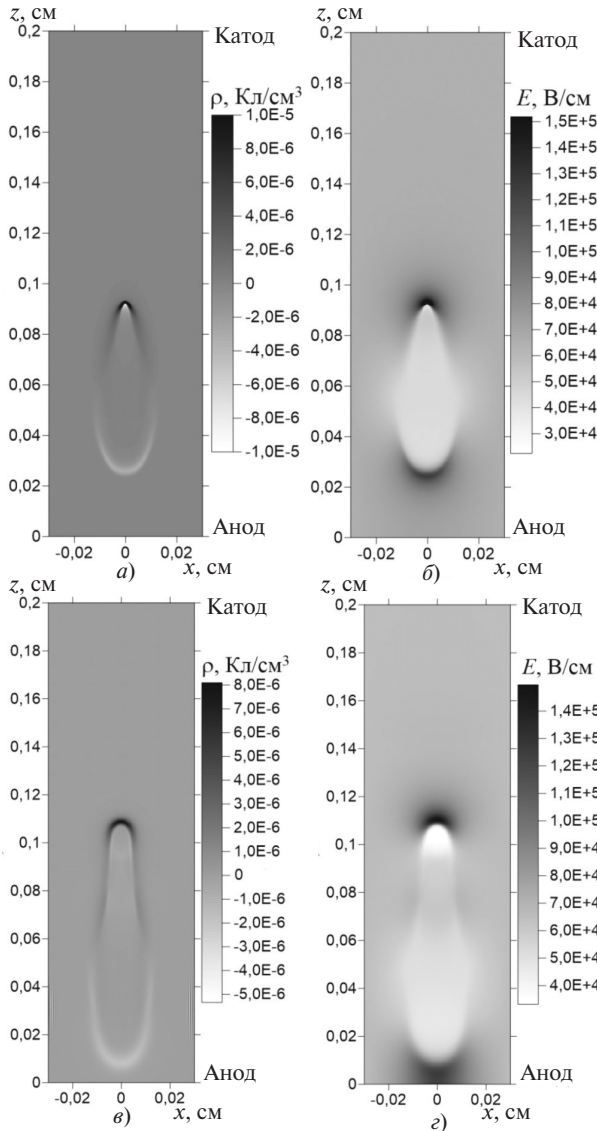


Рис. 3. Расчётные распределения плотности объёмного заряда ρ (а, в) и напряжённости электрического поля E (б, г) в координатной плоскости xOz расчётной области (рис. 1), полученные для случая $z_1=0,12$ см: а, б – для момента времени $t=2,27 \cdot 10^{-9}$ с, соответствующего ЛС переходу по однолавино-стримерному механизму; в, г – для момента $t=2,40 \cdot 10^{-9}$ с, когда в промежутке распространяется двухголовочный стример

меньше. Это обусловлено отмеченным выше уходом свободных электронов лавины на анод перед МЛС переходом, благодаря чему их наибольшая концентрация достигает лишь $N_{e\max} \approx 1,64 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а наибольшая концентрация положительных ионов многократно выше – $N_{+\max} \approx 2,69 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для сравнения приведём значения параметров, характеризующие объёмный заряд при $x_{\text{кр}} < z_1 = 0,12$ см в момент ОЛС перехода $t=2,27 \cdot 10^{-9}$ с:

$$\rho_{\max} \approx 8,2 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^3,$$

$$\rho_{\min} \approx -2,78 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^3, \quad N_{e\max} \approx 8,51 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3},$$

$$N_{+\max} \approx 1,09 \cdot 10^{15}.$$

Таким образом, в процессе ОЛС перехода достигаются более чем на порядок высокие максимальные значения избыточной плотности объёмного заряда ρ и на два порядка большие значения концентраций плотности электронов и положительных ионов, чем это имеет место при МЛС переходе. Следствие этого – более сильные электрические поля, которые создаются в первом случае. В рассмотренном примере в ОЛС переходе при $x_{\text{кр}} < z_1 = 0,12$ см максимальная напряжённость поля $E_{\max} \approx 1,51 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ (рис. 3,б), а в МЛС переходе при $x_{\text{кр}} > z_1 = 0,04$ см значение $E_{\max} \approx 1,22 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ (рис. 2,б). Разница значений E_{\max} , сформировавшаяся к моменту ЛС перехода сохраняется и в дальнейшем (см. рис. 3,г и 2,г).

Особенности ЛС переходов, отмеченные выше, обуславливают более быстрое накопление свободных электронов в лавине и стримере, образовавшемся по ОЛС механизму, по сравнению со стримером, сформировавшимся по МЛС механизму. На рис. 4 показаны зависимости числа n_e электронов, накопленных в разряде, от времени t при различных значениях z_1 . Значения t изменяются от 0 до момента ЛС перехода, соответствующего каждому из значений z_1 .

При $x_{\text{кр}} > z_1 = 0,04$ см, когда реализуется МЛС переход, зависимость $n_e(t)$ имеет максимум при $t^* \approx 1,7 \cdot 10^{-9}$ с: при $0 \leq t \leq t^*$ число электронов растёт, а при $t > t^*$ уменьшается. Это, очевидно, обусловлено отмеченным выше уходом свободных электронов лавины на анод при её приближении к этому электроду. Иная картина наблюдается при $z_{\text{кр}} < z_1$ ($z_1 = 0,08$ и $0,12$ см): в этих случаях зависимости $n_e(t)$ монотонно возрастают во всём рассмотренном

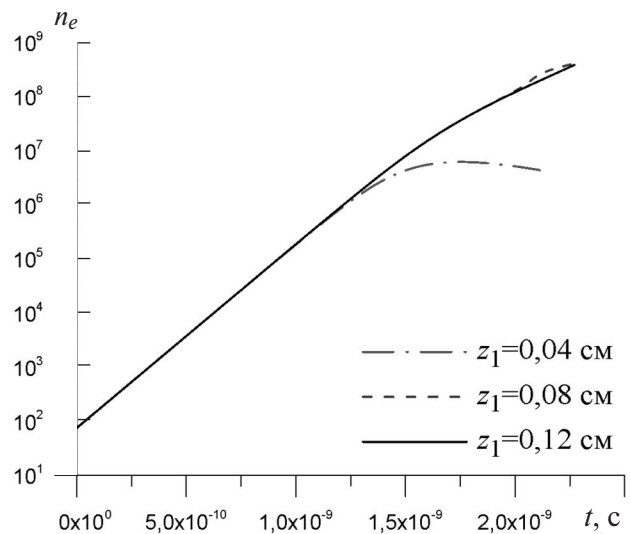


Рис. 4. Расчётные зависимости числа электронов n_e , накопленных в разряде, от времени t при различных значениях начального расстояния z_1 между лавиной и анодом (рис. 1)

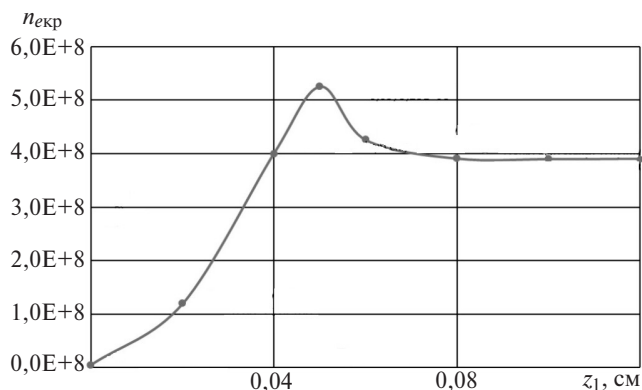


Рис. 5. Расчётная зависимость критического числа электронов $n_{екр}$, накопленных на момент ЛС перехода, от начального расстояния z_1 между лавиной и анодом (рис. 1)

диапазоне моментов времени. Отметим также близость значений n_e при $z_1 = 0,08$ и $0,12$ см.

На рис. 5 приведена зависимость критического числа электронов $n_{екр}$, накопленных на момент ЛС перехода, от начального расстояния z_1 между электронной лавиной и анодом. При $x_{кр} > z_1 = 0,04$ см значение $n_{екр} \approx 4,39 \cdot 10^6$, быстро возрастающая в дальнейшем. В области значений $x_{кр} < z_1$, соответствующих ОЛС переходу, значения $n_{екр}$ изменяются слабее ($n_{екр} \approx 4 \cdot 10^8$).

Небольшой рост значений $n_{екр}$ при $0,08 < z_1 < 0,11$ см обусловлен, по всей видимости, тем, что в момент ЛС перехода электронная лавина оказывается вблизи анода и электрическое поле между лавиной и электродом несколько усиливается. Это способствует более интенсивной ударной ионизации в этой области и, следовательно, доста-

точно заметному увеличению $n_{екр}$ (в данном случае примерно на 34,27% при $z_1 = 0,09$ см).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бортник И.М., Белогловский А.А., Верещагин И.П. и др. Электрофизические основы техники высоких напряжений. 3-е изд./Под ред. И.П. Верещагина. М.: Изд-во МЭИ, 2018, 704 с.
2. Галимова А.В., Белогловский А.А. Расчёт и анализ электронных лавин и лавинно-стримерных переходов в сильном электрическом поле. — Тезисы докладов XXIV Междунар. научно-техн. конф. студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика», 15–16 марта 2018 г., Москва. М.: ООО «Центр полиграфических услуг «Радуга», 2018, 1109 с.
3. Белогловский А.А. Перераспределение электрического поля в электронной лавине при однолавино-стримерном переходе в воздухе. — Материалы XXVI Междунар. конф. «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». М.: ИНФРА-М, 2018, с. 438–450.
4. Белогловский А.А. Оценка влияния формы лавинно-стримерного перехода на распространение катодонаправленного стримера в воздухе. — Вестник МЭИ, 2016, № 3, с. 29–34.
5. Белогловский А.А., Верещагин И.П. Трёхмерное математическое моделирование стримерного разряда в воздухе с учётом ветвления: экономичный расчёт электрического поля. — Электричество, 2011, № 11, с. 17–24.

[17.01.2020]

А в т о р ы: Белогловский Андрей Анатольевич — кандидат техн. наук, доцент кафедры «Техника и электрофизика высоких напряжений» НИУ «Московский энергетический институт» — НИУ «МЭИ», диссертацию защитил в 1994 г.

Белусов Сергей Вячеславович — кандидат техн. наук, доцент кафедры «Техника и электрофизика высоких напряжений» НИУ «МЭИ», диссертацию защитил в 2003 г.

Analyzing the Volume Charge Accumulation during Avalanche-to-Streamer Transitions in Air in Strong Uniform Electric Fields

BELOGLOVSKY Andrey A. (National Researcher University «Moscow Power Engineering Institute» — NRU «MPEI» Moscow, Russia) — Associate Professor of High Voltage Engineering and Electrophysics, Dept., Cand. Sci. (Eng.)

BELOUSOV Sergey V. (NRU «MPEI», Moscow, Russia) — Associate Professor of High Voltage Engineering and Electrophysics Dept., Cand. Sci. (Eng.)

The results from mathematical modeling of avalanche-to-streamer (ATS) transitions in a discharge gap with a strong uniform electric field are presented. The gap is filled with air under normal atmospheric conditions. A criterion for the ATS transition has been adopted, according to which the minimum value of the field strength E between the avalanche and its trace (E_{min}) must be equal to the critical value E_{cr} . At $E = E_{cr}$, the impact ionization intensity of molecules by free electrons in electronegative gas is equal to the free electrons trapping intensity. Single avalanche-to-streamer (SATS) and multi avalanche-to-streamer (MATS) transitions have been studied. It is shown that in the MATS transition, free

electrons are accumulated slower than in the SATS transition. As a result, the critical number of electrons near accumulated in the avalanche at the time of the MATS transition is fewer than it is at the time of the SATS transition. In the latter case, the values $n_{ecr} \approx 4 \cdot 10^8$ were obtained if the single avalanche-to-streamer transition occurs far from the electrodes. If it occurs near them, the values of n_{ecr} are somewhat larger.

Key words: electric discharge in air, electron avalanche, avalanche-to-streamer transition, single avalanche-to-streamer transition, multi avalanche-to-streamer transition, mathematical modeling, critical number of electrons

REFERENCES

1. **Bortnik I.M., Beloglovskiy A.A., Vereshchagin I.P. et al.** *Elektrofizicheskiye osnovy tekhniki vysokikh napryazheniy. 3-ye izd./Pod red. I.P. Vereshchagina* (Electrophysical Basics of High Voltage Engineering 3th ed.). Moscow, Publ. of MEI, 2018, 704 p.

2. **Galimova A.V., Beloglovskiy A.A.** *Raschet i analiz elektronnykh lavin i lavinno-strimernykh perekhodov v sil'nom elektricheskom pole. – Tezisy dokladov XXIV Mezhdunar. nauchno-tekhn. konf. studentov i aspirantov «Radioelektronika, elektrotehnika i energetika», 15–16 marta 2018 g., Moskva* (Calculation and analysis of electron avalanches and avalanche-streamer transitions in a strong electric field. – Abstracts of the XXIV Intern. Scientific and Technical Conf. of Undergraduate and Graduate Students «Radioelectronics, Electrical Engineering and Power Engineering», March 15–16, 2018, Moscow). Moscow, LLC «Tsentr poligraficheskikh uslug «Raduga», 2018, 1109 p.

3. **Beloglovskiy A.A.** *Pereraspredeleniye elektricheskogo polya v elektronnoy lavine pri odnolavinno-strimernom perekhode v vozdukh. – Materialy XXVI Mezhdunar. konf. «Elektromagnitnoye pole i materialy (fundamental'nyye fizicheskiye issledovaniya)».* (Redistribution of the Electric Field in an Electron Avalanche During a One-Avalanche-Streamer Transition in Air. Materials of the XXVI Intern. Conf. «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Research)». Moscow, INFRA-M, 2018, pp. 438–450.

4. **Beloglovskiy A.A.** *Vestnik MEI – in Ruus. (Bulletin of Moscow Power Engineering Institute)*, 2016, No. 3, pp. 29–34.

5. **Beloglovskiy A.A., Vereshchagin I.P.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2011, No. 11, pp. 17–24.

[17.01.2020]