

Численный анализ концепции лабораторного эксперимента по демонстрации пробоя на убегающих электронах при нормальных условиях и высоких перенапряжениях

И. М. Куцык, Л. П. Бабич¹⁾, Е. Н. Донской, Е. И. Бочков

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2012 г.

После переработки 24 апреля 2012 г.

Методом Монте-Карло выполнен численный эксперимент в рамках концепции лабораторного эксперимента по демонстрации пробоя воздуха на убегающих электронах при многократных перенапряжениях. Наблюдавшийся в лабораторном эксперименте сильно выраженный второй пик пикосекундного импульса убегающих электронов, интерпретируемый как лавина убегающих электронов, инициируемая первым пиком импульса, в численном эксперименте выражен крайне слабо. В лабораторном эксперименте могла наблюдаться только начальная стадия лавины убегающих электронов, однако доля вторичных убегающих электронов слишком мала, чтобы существенно влиять на развитие пробоя.

Введение. Непрерывное ускорение (убегание [1]) электронов до высоких энергий в плотных газах, предсказанное Вильсоном для слабых грозовых полей [2], впервые достоверно наблюдалось в лаборатории в 60-х годах прошлого века при нормальных условиях (воздух, 1 атм, 300 К) [3, 4]. В дальнейшем были выполнены исследования пробоя и разрядов, развивающихся в плотных газах в режиме убегающих электронов (*runaway electrons*), в различных условиях эксперимента (см., в частности, [5–9] и цитируемую литературу), в том числе в условиях объемных разрядов, подобных разрядам, предназначенным для накачки лазеров [10]. Эксперименты, выполнявшиеся с 30-х годов прошлого века с целью верификации гипотезы Вильсона (см. обзор в [6]), привели к обнаружению атмосферных импульсов проникающих излучений, коррелированных с грозовой активностью, природа которых объяснена в рамках механизма Гуревича–Милица–Рюсселя–Дюпре [11].

Качественно процесс убегания электронов интерпретируется в терминах силы трения (*drag force*) $F(\varepsilon)$, интегрально описывающей элементарные взаимодействия электронов с атомарными частицами среды. Сила $F(\varepsilon)$ увеличивается с ростом энергии электронов ε , проходит через максимум F_{\max} при $\varepsilon \sim 100$ эВ, затем уменьшается вследствие падения с ростом ε сечений взаимодействий, проходит через минимум F_{\min} при $\varepsilon \approx 1$ МэВ и далее медленно возрастает [6]. В качественном описании вводится порог убегания (*runaway threshold*) ε_{th} , т.е. энергия, выше

которой $F(\varepsilon)$ оказывается меньше электрической силы eE . Как известно, при движении электронов в среде с внешним полем, в том числе в газовом разряде, вторичные электроны рождаются в основном в области низких энергий (< 100 эВ). Это остается в силе даже в случае $eE > F_{\max}$, когда $\varepsilon_{th} \approx 0$. Вероятность рождения вторичного электрона высоких энергий ($\gg 100$ эВ) крайне мала. Открытый в 60-х годах [3, 4] пробой в сверхсильных полях развивается, как было показано впоследствии (см., например, [5–9]), в результате предыонизации газа пикосекундным импульсом убегающих электронов высоких энергий, генерируемым на начальной стадии разряда, и развития вторичных лавин электронов низких энергий. В механизме же Гуревича–Милица–Рюсселя–Дюпре учитываются редкие события рождения вторичных электронов высоких энергий в ионизирующих соударениях первичных электронов. Результатом этого является развитие лавины релятивистских убегающих электронов (*relativistic runaway electron avalanche*). Именно этим отличается механизм Гуревича–Милица–Рюсселя–Дюпре от механизма убегания электронов в сильных полях ($eE > F_{\max}$), когда в режим убегания могут переходить электроны низких энергий.

В отличие от классической лавины [12] средняя энергия электронов в лавине релятивистских убегающих электронов $\langle \varepsilon \rangle$ составляет величину порядка нескольких МэВ; см. таблицу, где указано перенапряжение (*overvoltage*) поля $\delta = eE/F_{\min}$ относительно минимума силы трения электронов в воздухе $F_{\min}/P \approx 218$ кэВ/(м·атм). В характерных для гро-

¹⁾ e-mail: babich@elph.vniief.ru

Зависимости от перенапряжения $\delta = E/(F_{\min}P)$ характерного времени усиления t_e лавины в e раз, направленной скорости u , длины усиления $l_e = t_e u$, средней энергии электронов $\langle \epsilon \rangle$, порога убегания ϵ_{th} , коэффициентов продольной (D_L) и поперечной (D_T) диффузии

δ	t_e , нс		u , 10^8 м/с	$l_e = t_e u$, м	$\langle \epsilon \rangle$, МэВ	ϵ_{th} , кэВ
	Угловое рассеяние					
	Не учитывается	Учитывается				
1.5		696.4	2.69	187.33	6.75	1400
2	81.0	189.7	2.64	50.81	6.74	470
4	27.1	47.5	2.65	12.59	6.83	116
5	16.1	34.3	2.66	9.12	6.87	90
7	12.8	21.3	2.67	5.69	6.68	56
8	10.7	17.8	2.68	4.77	6.61	47
10	8.0	13.3	2.69	3.58	6.41	35
14	5.48	8.56	2.69	2.30	5.99	23
16		5.80	2.68	1.55	5.38	15.5
50		1.52	2.66	0.40	4.35	5.5
100		0.60	2.65	0.16	3.46	1.6

Воздух, $P = 1$ атм., $F_{\min} = 218$ кВ/(м·атм.).

зового облака полях с $\delta \leq 1.5-2$ длина l_e усиления лавины в e раз (*e-fold enhancement length*), т.е. релятивистский аналог величины, обратной ионизационному коэффициенту Таунсенда α_T для классической лавины электронов низких энергий, составляет десятки и сотни метров (см. таблицу) и растет с уменьшением давления.

Несомненный интерес представляет наблюдение лавины релятивистских убегающих электронов в лаборатории при нормальных условиях. Это практически невозможно в полях с напряженностью, существенно меньшей величины $E_{br} \approx 3$ МВ/м ($\delta \approx 14$), необходимой для обычного пробоя на электронах низких энергий, поскольку при малых δ длина l_e составляет десятки метров (см. таблицу). Было проведено три эксперимента с целью наблюдения лавины релятивистских убегающих электронов [13, 14] или демонстрации пробоя на убегающих электронах [15, 16].

1. В [15] регистрировавшееся в СВЧ-разряде в магнитном поле рентгеновское излучение интерпретировалось как проявление пробоя на убегающих электронах. Однако эксперимент [15] выполнялся в глубоком вакууме. Поэтому рентгеновское излучение генерировалось на стенках камеры и не могло быть свидетельством развития лавин убегающих электронов.

2. Длина усиления l_e убывает с ростом δ . Поэтому наблюдать лавину релятивистских убегающих электронов в лаборатории при нормальных условиях можно только в достаточно сильных полях. В [13, 14] был выполнен эксперимент, в котором начальная ста-

дия лавины релятивистских убегающих электронов при нормальных условиях наблюдалась как усиление пучка релятивистских электронов, инжектированных в область однородного электрического поля с $E \approx 1$ МВ/м ($\delta \approx 5$) с характерным размером 1 м.

3. В эксперименте [16] в газоразрядном промежутке с характерным размером $d = 2$ см при нормальных условиях и $\delta \geq 100$ наблюдался пикосекундный импульс убегающих электронов. Он состоял из первичного пика, названного авторами [16] пучком убегающих электронов (*runaway electron beam*), за которым в случае достаточно малой фильтрации следовал второй пик. Последний был интерпретирован авторами [16] в рамках механизма Гуревича–Милиха–Рюсселя–Дюпре как ток лавины убегающих электронов (*avalanche current* [16]), инициируемой первичным пиком, и проявление “пробоя на убегающих электронах”.

В настоящем сообщении анализируются результаты эксперимента [16] с целью верификации указанной интерпретации. Нашей задачей является выяснение того, является ли в этом эксперименте второй пик импульса убегающих электронов производной предшествующего ему пика. Вначале мы приведем наглядные оценки, затем – результаты численного эксперимента, моделирующего лабораторный эксперимент [16].

Аналитические оценки. Разрабатывая концепцию эксперимента для $d = 2$ см и $E = 250$ кВ/см ($\delta = 115$), авторы [16] исходили из длины усиления лавины $l_e \approx 0.4$ см, вычисленной для плотности воз-

духа $\rho = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, по-видимому, по формуле [17, 18]

$$l_e[\text{см}] = 6.1/\rho\delta^2, \quad (1)$$

полученной из анализа кинетического уравнения без учета углового рассеяния электронов.

В таблице представлены результаты расчетов характеристик лавины релятивистских убегающих электронов, выполненных по программе ВНИИЭФ ЭЛИЗА, предназначенной для решения методом Монте-Карло системы линейных нестационарных уравнений Больцмана для функций распределения электронов, фотонов и позитронов в трехмерном пространстве по углам и энергиям в области энергий $\varepsilon \geq 1 \text{ кэВ}$. Учитываются следующие процессы с участием фотонов: некогерентное (комптоновское) рассеяние с учетом связанности электрона в атоме, когерентное (рэлеевское) рассеяние, фотопоглощение (индивидуально на подболочках К, L1, L2, L3, M1, M2, M3, M4 и M5) с учетом излучения флуоресцентных фотонов и оже-электронов, образование электрон-позитронных пар и триплетов. Для электронов учитываются упругое рассеяние на ядре, ионизация и возбуждение указанных выше атомных оболочек с последующей их релаксацией, тормозное излучение. Для позитронов учитываются упругое рассеяние на ядре, рассеяние на свободном электроне, тормозное излучение, двухфотонная аннигиляция [19].

Энергетический порог убегания ε_{th} (условная величина, так как процесс убегания является стохастическим) вычислен из соотношения

$$1/l_e(\delta) = N_{\text{mol}} \int_{\varepsilon_{th}(\delta)}^{\langle \varepsilon \rangle / 2} \sigma_{\text{ion}}(\langle \varepsilon \rangle, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (2)$$

где $N_{\text{mol}} = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – концентрация молекул при 1 атм, $\sigma_{\text{ion}}(\varepsilon', \varepsilon)$ – дифференциальное сечение ионизации, задаваемое формулой Меллера, а энергия первичного электрона принята равной средней энергии: $\varepsilon' = \langle \varepsilon \rangle$. Достоверность данных таблицы подтверждается их согласием с результатами аналитических оценок, численного решения кинетического уравнения с учетом упругого рассеяния и результатами расчетов методом Монте-Карло для $\delta \leq 14$ других авторов [20–25].

Согласно таблице длина усиления $l_e(\delta)$ гораздо слабее, чем (1), зависит от δ . В области больших δ данные таблицы для $l_e(\delta)$ аппроксимируются следующей формулой:

$$l_e(\delta) = (0.063\delta - 0.72)^{-1} \text{ м}, \quad \delta \geq 20. \quad (3)$$

Как было указано выше, авторы [16] исходили из значения $l_e \approx 0.4 \text{ см} \ll d = 2 \text{ см}$. Однако согласно формуле (3) $l_e(\delta = 115) \approx 15 \text{ см} \gg d$.

Выполним оценку, независимую от данных таблицы. Частота рождения вторичного убегающего электрона $\nu(\varepsilon') = v(\varepsilon')/l_e(\varepsilon')$, где $l_e(\varepsilon')$ вычисляется по формуле (2) с $\varepsilon_{th}(\delta) = 1.6 \text{ кэВ}$, при варьировании энергии первичных электронов ε' в пределах от 30 до 300 кэВ меняется в пределах $\nu = (4.5-2.3) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Поскольку время Δt движения электрона через промежутки $\Delta t \approx d/u < 10^{-10} \text{ с}$, получаем оценку сверху вероятности рождения вторичного убегающего электрона: $\nu \Delta t < 0.45-0.23$.

Из этих оценок следует, что в эксперименте [16] можно было наблюдать только начальную стадию лавины Гуревича–Милиха–Рюсселя–Дюпре [11].

Постановка численного эксперимента. Следуя идеологии эксперимента [16], мы полагали, что в сверхсильном неоднородном поле вблизи катода формируется пучок первичных убегающих электронов (*runaway electron beam* [16]), продолжающих движение в более слабом однородном поле к аноду и далее на коллектор. Задачей моделирования является выяснение, инициирует ли пучок на своем пути генерацию вторичных убегающих электронов в количествах, соответствующих зарегистрированному в [16] второму пику импульса электронов. Численное моделирование было выполнено по программе ЭЛИЗА со статистической погрешностью не более 5% в следующей постановке. Пучок электронов с начальной энергией $\varepsilon_0 = 10 \text{ кэВ}$ инжектируется в точке $x = 0$ в направлении электрической силы $-e\mathbf{E}$ в промежуток длиной $d = 1.9 \text{ см}$ (см. рис. 1b из [16]). Форма импульса тока пучка – равнобедренный треугольник с длительностью на полувывоте $\Delta t_{1/2} = 70 \text{ пс}$, соответствующей $\Delta t_{1/2}$ первого пика в эксперименте [16], и максимумом в варьируемый момент времени t_{max} . Моделировалось $2.25 \cdot 10^6$ траекторий первичных электронов. Учитывались электроны с энергиями выше 1 кэВ. Напряженность поля вычислялась по формуле

$$E(x, t) = G(x)U(t)/d, \quad x \in [0, d]. \quad (4)$$

Здесь $d = 1.9 \text{ см}$, $G(x)$ описывает распределение напряженности поля на рис. 1b из [16] и принята следующая аппроксимация осциллограмм напряжения [16]:

$$u(t) = \begin{cases} U_{\text{max}}(t/t_1), & t < t_1; \\ U_{\text{max}}, & t_1 \leq t < t_2; \\ U_{\text{max}}[1 - (t - t_2)/t_1], & t_2 \leq t < t_1 + t_2, \end{cases} \quad (5)$$

где $t_1 = 0.4 \text{ нс}$, $t_2 = 0.9 \text{ нс}$, $U_{\text{max}} = 500 \text{ кВ}$. Моделировались две редакции эксперимента [16]. В одной

из них область с полем была отделена от коллектора только воздушным промежутком длиной 0.1 см, а во второй, кроме того, еще и фильтром из алюминиевой фольги толщиной 60 мкм [16]. Поскольку первичный пучок убегающих электронов генерировался на фронте импульса напряжения [16], принято ограничение $t_{\max} \leq t_1$.

Результатами численного эксперимента являются зависимость от времени тока электронов на коллектор (dN_e/dt), проинтегрированные по времени распределения электронов по энергиям на коллекторе ($dN_e/d\varepsilon$), пространственное распределение энергетических потерь электронов ($L(x)$).

На рис. 1 представлена dN_e/dt для $t_{\max} = 0.3$ нс. В отсутствие фильтра интеграл тока первичных элект-

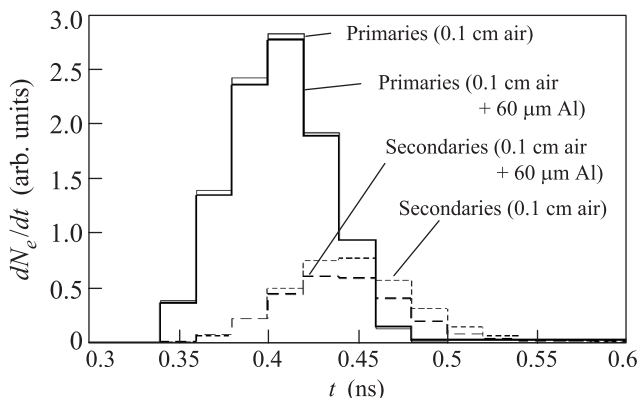


Рис. 1. Ток электронов ($\varepsilon \geq 1$ кэВ) на коллектор. Начальная энергия инжектированных электронов $\varepsilon_0 = 10$ кэВ, $t_{\max} = 0.3$ нс

тронов составляет 99.7%, вторичных – 33.2% относительно числа электронов в инжектированном пучке ($2.25 \cdot 10^6$), а в варианте с алюминиевым фильтром толщиной 60 мкм – 99.4 и 26.9% соответственно. Следовательно, доли прошедших фильтр первичных и вторичных электронов равны $99.4/99.7 \approx 1$ и $26.9/33.2 = 0.81$ соответственно (в эксперименте фильтр срезает второй пик значительно сильнее). Видно, что ширина импульса тока на коллектор на полувысоте $\Delta t_{1/2}$ практически равна исходной ширине в 70 пс. По основанию импульс уширился за счет вторичных электронов менее чем на 50 пс. Эти результаты не согласуются с данными эксперимента [16], где длительность второго пика больше 160 пс, а интегралы тока первого и второго пиков либо близки по величине (см. рис. 3 из [16]), либо интеграл второго пика больше (см. рис. 5 из [16]).

Энергетические распределения $dN_e/d\varepsilon$, нормированные на число инжектированных электронов, приведены на рис. 2. В варианте без фильтра 94%

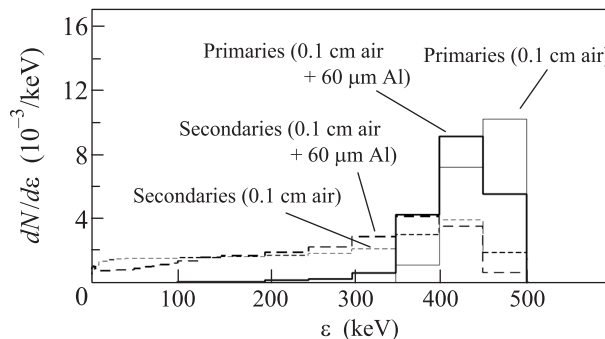


Рис. 2. Распределения электронов ($\varepsilon \geq 1$ кэВ) на коллекторе. Начальная энергия инжектированных электронов $\varepsilon_0 = 10$ кэВ, $t_{\max} = 0.3$ нс

первичных электронов находится в области энергий > 400 кэВ, а 86 и 95% вторичных – в областях > 100 кэВ и > 40 кэВ соответственно. Следовательно, фильтр 60 мкм, отсекающий, согласно [16], электроны с энергией < 95 кэВ, и тем более фильтр толщиной 15 мкм, отсекающий электроны с энергией < 40 кэВ, не должны существенно влиять на регистрируемый ток убегающих электронов. Это противоречит осциллограммам, приведенным на рис. 3 и 4 из [16], где с уменьшением фильтрации второй пик становится более выраженным.

Варьирование t_{\max} не привело к существенному изменению результатов. Так, при $t_{\max} = 0.2$ нс число вторичных электронов на коллекторе уменьшилось на 2% по сравнению с вариантом с $t_0 = 0.3$ нс, а при $t_{\max} = t_1 = 0.4$ нс вообще не изменилось. Формы импульсов тока первичных и вторичных электронов и энергетические распределения вторичных электронов не изменились. Энергетическое распределение первичных электронов с ростом t_{\max} сужается и сдвигается в область больших энергий. Варьирование начальной энергии инжектируемых электронов ε_0 в широких пределах не меняет характера процесса. Вариации распределения напряженности поля $G(x)$ при неизменной амплитуде напряжения U_{\max} не приводят к существенному изменению доли вторичных убегающих электронов высоких энергий. Учет ослабления в аноде (сетка с прозрачностью 50% из стальных проволочек толщиной 30 мкм) несколько уменьшит долю вторичных электронов. В численном эксперименте поверхность “коллектора” была не ограничена, траектории электронов моделировались в трехмерном пространстве. Будучи приведенной к площади коллектора ($S_{\text{coll}} \approx 1 \text{ см}^2$) в эксперименте [16], доля вторичных электронов должна уменьшиться, поскольку спектр вторичных электронов существенно мягче, чем спектр первичных, и они сильнее

рассеиваются по углам, составляя, по мнению авторов [16], сильно расходящийся поток (*highly divergent flow* [16]).

О природе второго пика (*avalanche current* [16]). Выше анализировалась возможность реализации в условиях [16] механизма Гуревича–Милица–Рюсселя–Дюпре как усиления первичного пика импульса убегающих электронов. Результаты численного моделирования разряда при многократных перенапряжениях в самосогласованном поле при 1 атм [26], показавшие, что убегающие электроны дают большой вклад в полный ток, демонстрируют важность процесса убегания электронов низких энергий (*thermal runaway* [17] или, точнее, *high-field runaway* [27]). Однако попытка объяснить второй пик убегающих электронов ускорением не учитываемых в программе ЭЛИЗА вторичных электронов с энергиями $\ll 1$ кэВ в протяженной области с невозмущенным однородным полем ($E \approx 160$ кВ/см [16]) оказывается безуспешной. За время $\Delta t = 10^{-10}$ с одним электроном первичного пика на длине промежутка $d = 1.9$ см не генерируется ни одного вторичного убегающего электрона:

$$\nu_{\text{run}} \Delta t d \langle L \rangle / \Delta \varepsilon \approx 10^4 \cdot 10^{-10} \cdot 253 \ll 1. \quad (6)$$

Здесь $\langle L \rangle d / \Delta \varepsilon$ – число вторичных электрон-ионных пар на один электрон пика; среднее энерговыделение $\langle L \rangle \approx 0.46$ МэВ/(эл.·м) (см рис. 3); $\Delta \varepsilon = 34$ эВ – цена

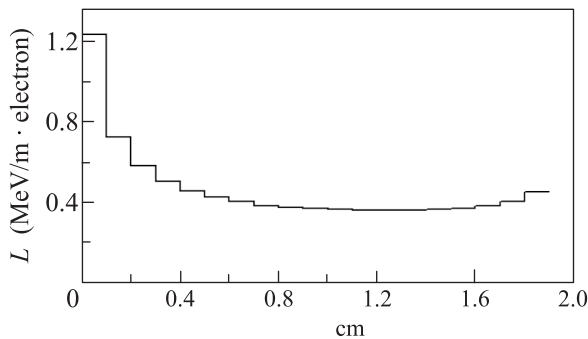


Рис. 3. Распределение энергетических потерь инжектированных и вторичных электронов высоких энергий в газоразрядном промежутке длиной $d = 1.9$ см. Начальная энергия инжектированных электронов $\varepsilon_0 = 10$ кэВ, $t_{\text{max}} = 0.3$ нс

пары; $\nu_{\text{run}} < 10^4 \text{ с}^{-1}$ – скорость убегания электронов, начиная с 1 эВ, в поле с $E < 200$ кВ/см при 1 атм [28].

Прохождение электронов первичного пика через разрядный промежуток сопровождается вытеснением поля в сторону анода вследствие поляризации вторичной плазмы, напряженность поля в окрестности анода становится значительно выше, чем средняя по

промежутку, $E = U_{\text{max}}/d \approx 250$ кВ/см, и ν_{run} локально может возрасти на порядки. Таким образом, наблюдавшийся в эксперименте [16] второй пик убегающих электронов объясняется ускорением электронов малых энергий в прианодной области (*high-field runaway* [27]), а энергия электронов в нем должна быть меньше 100 кэВ, так как падение потенциала в этой области меньше напряжения на всем промежутке. Характерное время перераспределения поля (максвелловское время релаксации)

$$\tau_M = \frac{\varepsilon_0}{en_e(\tau_M)\mu_e} = \frac{\varepsilon_0}{e(\langle L \rangle I_{\text{max}} \Delta t_{1/2} / S e \Delta \varepsilon) \exp(\tau_M/t_i)\mu_e} \approx 50 \text{ пс} \quad (7)$$

было вычислено по подвижности электронов $\mu_e \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, характерному времени ионизации $t_i \approx 7$ пс при $E \sim (200-250)$ кВ/см [28], току $I_{\text{max}} = 0.5$ А и длительности $\Delta t_{1/2} \approx 70$ пс первичного пика [16], площади поперечного сечения пучка электронов в первичном пике $S \approx 10^{-4} \text{ м}^2$, принятой равной площади коллектора в [16]. Оно неплохо согласуется с экспериментом [16], поскольку оба пика перекрываются (см. рис. 3 и 5 из [16]).

Заключение. Выполнен численный эксперимент, моделирующий концепцию лабораторного эксперимента [16] по демонстрации механизма Гуревича–Милица–Рюсселя–Дюпре [11] и пробоя воздуха на убегающих электронах. Наблюдавшийся в [16] сильно выраженный второй пик пикосекундного импульса убегающих электронов (см. рис. 5 из [16]), интерпретируемый как инициируемая первичным пиком импульса лавина убегающих электронов, в численном эксперименте не обнаружен. Этого и следовало ожидать, так как энергия электронов в лавине убегающих электронов (см. таблицу) в несколько раз превосходит eU_{max} в [16]. Вычисленный импульс вторичных электронов выражен слабо. Он лишь слегка (~ 50 пс) выступает за импульс первичных электронов. Доля же вторичных электронов на коллекторе относительно числа первичных составляет $\sim 30\%$. Следовательно, можно вести речь лишь о возможности наблюдения в условиях [16] начальной стадии лавины убегающих электронов как слабого усиления пика первичных электронов. Однако доля вторичных убегающих электронов слишком мала для того, чтобы они существенно влияли на развитие пробоя по сравнению с вкладом первичного пучка. Обсуждается альтернативный механизм генерации второго пика как результат убегания электронов низких энергий в поле, усиленным вследствие

поляризации вторичной плазмы, инициируемой первичным пиком импульса убегающих электронов.

Авторы благодарны чл.-корр. РАН М.И. Яландину за пояснения по эксперименту [16] и рецензенту статьи за замечания, с учетом которых существенно улучшен ее текст.

1. A. S. Eddington, Supplement to Nature **2948**, 25 (1926).
2. C. T. R. Wilson, Proc. Cambridge Phil. Soc. **22**, 534 (1925).
3. Ю. Л. Станкевич, В. Г. Калинин, ДАН СССР **177**, 72 (1967).
4. Л. В. Тарасова, Л. Н. Худякова, ЖТФ **39**, 1530 (1969).
5. Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**, 49 (1990).
6. L. P. Babich, *Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena*, Futurepast Inc. Arlington, Virginia, USA, 2003.
7. Л. П. Бабич, УФН **175**, 1069 (2005).
8. М. И. Яландин, Г. А. Месяц, А. Г. Реутова и др., Письма в ЖТФ **37**, 56 (2011).
9. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, А. Г. Реутова и др., Физика плазмы **38**, 34 (2012).
10. Г. М. Месяц, Ю. Д. Королев, УФН **148**, 101 (1986).
11. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupre, Phys. Lett. A. **165**, 463 (1992).
12. H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworth, London, 1964.
13. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, К. Ф. Зеленский и др., ДАН **382**, 31 (2002).
14. Л. П. Бабич, В. А. Балакин, Е. Н. Донской и др., ТВТ **42**, 55 (2004).
15. A. V. Gurevich, K. F. Sergeichev, I. A. Sychev et al., Phys. Lett A **260**, 260 (1999).
16. A. V. Gurevich, G. A. Mesyts, K. P. Zybin et al., Phys. Lett A **375**, 2845 (2011).
17. A. V. Gurevich, K. P. Zybin, and Yu. V. Medvedev, Phys. Lett. A **361**, 119 (2007).
18. А. В. Гуревич, А. Н. Караштин, В. А. Рябов и др., УФН **179**, 779 (2009).
19. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, Р. И. Ильяев и др., Физика плазмы **30**, 666 (2004).
20. L. P. Babich, E. N. Donskoy, I. M. Kutsyk, and A. Yu. Kudryavtsev, Phys. Lett. A **245**, 460 (1998).
21. L. P. Babich, E. N. Donskoy, I. M. Kutsyk et al., IEEE Trans. on Plasma Sci. **29**, 430 (2001).
22. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, ЖЭТФ **139**, 568 (2011).
23. N. G. Lehtinen, T. F. Bell, and U. S. Inan, JGR. **104**(24), 699 (1999).
24. J. R. Dwyer, Geophys. Res. Lett. **30**, 2055 (2003); doi:10.1029/2003GL017781.
25. J. R. Dwyer, JGR. **115**, A00E14 (2010); doi:10.1029/2009JA014504.
26. Л. П. Бабич, И. М. Куцык, ТВТ **33**, 191 (1995).
27. J. R. Dwyer, JGR. **113**, D10103 (2008); doi:10.1029/2007JD009248.
28. K. I. Bakhov, L. P. Babich, and I. M. Kutsyk, IEEE Trans. on Plasma Sci. **28**, 1254 (2000).