



DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.19>

УДК: 537.5; 537.8

17-я Международная конференция

«Газоразрядная плазма и ее применения»

Екатеринбург, Россия, 8-12 сентября 2025

РАЗМЕРЫ ПРИКАТОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ – ИСТОЧНИКОВ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ – В УСЛОВИЯХ РЕЗКО НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Н.М. Зубарев ^{1,2}, О.В. Зубарева ¹, М.И. Яландин ^{1,2}

¹ Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

² Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Статья поступила в редакцию 2 октября 2025 г.

Аннотация. Анализируются результаты экспериментов по условиям убегания электронов в воздушных диодах со слабо- и сильнонеоднородными распределениями электрического поля, обусловленными использованием графитовых катодов различной формы: конуса с углом раствора в $\sim 100^\circ$ и тонких игл. Для интерпретации данных о пороговых для генерации убегających электронов напряжениях потребовалось принять, что основной поток электронов испускается с внешней границы формирующейся прикатодной плазменной области. Сделаны оценки для размеров этой области, которые, как оказалось, коррелируют с наблюдаемыми поперечными масштабами замагниченных пучков убегających электронов на аноде. Для конического катода размер составляет десятки микрон, а для игольчатых катодов на порядок больше – сотни микрон. Столь существенное различие объясняется разной природой плазменных областей. Для конуса, т.е. в сравнительно

слабонеоднородном поле, появление плазмы обусловлено развитием таунсендовских лавин тепловых электронов. Для игл, т.е. в резко неоднородном поле, появление существенно более протяженного плазменного слоя можно связать с «незавершенным» убеганием электронов. Они начинают убегать вблизи катодного острия на переднем фронте импульса напряжения – задолго до достижения пика, но затем теряют энергию и превращаются в тепловые на некотором от удалении от катода, инициируя при этом формирование плазмы.

Ключевые слова: воздушный диод, убегаящие электроны, конические и игольчатые катоды, прикатодная плазма.

Автор для переписки: Зубарева Ольга Владимировна, olga@iep.uran.ru

Введение

В условиях однородного электрического поля свободные электроны в газе начинают непрерывно ускоряться – убегать, если его напряженность E превышает некоторое критическое значение E_c , зависящее от сорта газа и его давления p [1–6]. Согласно [7,8], для воздуха $E_c / p \approx 356$ В/(см·Торр), что при атмосферном давлении ($p = 760$ Торр) соответствует $E_c \approx 270$ кВ/см. В условиях неоднородного электрического поля, когда в части межэлектродного промежутка напряженность выше критического значения, а в части – ниже, условие перехода электронов в режим убегания уже не сводится к требованию $E > E_c$ вблизи катодного острия [9–11].

В недавних экспериментах [12] сравнивались условия убегания электронов в воздушных диодах для случаев слабо- и сильнонеоднородных электрических полей, обусловленных использованием катодов различной геометрии: конуса с относительно большим углом раствора в $\sim 100^\circ$ и тонких игл. Было установлено, что для пороговых для генерации убегаящих электронов (УЭ) напряжений, приложенных к воздушному зазору ($U = U_c$), напряженность поля вблизи вершины конуса составляет ~ 350 кВ/см, что сопоставимо с критическим полем

E_c . Для иглы со скругленной вершиной поле оценивается в ~ 700 кВ/см, а с заостренной вершиной в ~ 1100 кВ/см (конкретные значения зависят от ширины зазора D), т.е. в несколько раз превышает критическое. Было высказано предположение, что такое различие должно приводить к реализации разных сценариев формирования потока УЭ. Для конического катода напряженность поля на переднем фронте импульса напряжения не превышает критического значения, а потому свободные электроны дрейфуют вблизи катода с относительно низкими скоростями. Это приводит к появлению прикатодной плазменной области масштабом в десятки микрон (масштаб критических электронных лавин [11]).

Для игольчатых катодов ситуация качественно иная – реализуется режим «незавершенного» убегания электронов. Напряженность поля у катода превышает критическое значение уже на начальной части импульса напряжения и, как следствие, электроны начинают ускоряться вблизи острия. Однако затем, попадая на некотором удалении от катода в слабое, докритическое поле, они теряют энергию и термализуются. В результате сопутствующих ионизационных процессов образуется достаточно протяженная прикатодная плазменная область, экранирующая электрическое поле и препятствующая генерации УЭ. Масштаб этой области, как естественно предположить, будет существенно больше, чем в случае с дрейфовым движением электронов вблизи вершины конического катода.

Следует отметить, что в условиях неоднородного распределения электрического поля экранирующее влияние прикатодной плазмы является причиной прерывания потока УЭ – см. работы [13–16]. В работе [12] и в настоящем исследовании рассматривается другой эффект – задержка генерации потока УЭ за счет экранировки поля. В первом случае речь идет о ситуации, когда в окрестности катодного острия уже сформировался достигающий анода поток УЭ, и этот поток прерывается вследствие того, что поле здесь падает до докритических значений в результате расширения плазменной области. Применительно к экспериментам [12], такая ситуация может реализовываться

для конического катода. Во втором случае мы исследуем эффект, связанный с ранней – на фронте импульса напряжения – эмиссией УЭ, которые не достигают анода, термализуясь в некоторой субмиллиметровой окрестности катода. Это приводит к появлению плазменной области, экранирующей поле у катода и препятствующей эмиссии УЭ. На основании этих рассуждений, можно предположить, что ток УЭ будет регистрироваться тогда, когда анода будут достигать (с энергией, превышающей порог прозрачности фольгового фильтра, установленного перед датчиком тока) электроны, стартующие с границы расширяющейся плазменной области.

В настоящей работе проводится анализ результатов экспериментов [12] на основе описанного вероятного сценария формирования прикатодной плазменной области вследствие реализации режима «незавершенного» убегания электронов. С использованием динамической модели движения свободных электронов в газе и данных [12] по пороговым для генерации УЭ значениям напряжения, вычисляются аксиальные размеры плазменных областей для шести различных конфигураций межэлектродного промежутка. Установлена корреляция между этими размерами и диаметрами «автографов» замагниченных пучков УЭ – областей свечения люминофора, расположенного в плоскости анода.

1. Экспериментальные данные

Выявление условий и особенностей генерации УЭ в неоднородном электрическом поле потребовало проведения экспериментов, которые в целом можно охарактеризовать, как измерения пороговых (минимальных) напряжений, при которых регистрируются УЭ, и сопутствующий анализ структуры области их эмиссии при использовании различных вариантов катодов и зазоров «катод–анод». Такого рода измерения возможны при соблюдении ряда требований к технике и методике экспериментов. Соответствующие подходы детально представлены в работе [12]; здесь же мы конспективно изложим их основные моменты.

Очевидное требование состоит в возможности плавной регулировки амплитуды импульса напряжения, подаваемого на катод, и определения реальных характеристик этого импульса на катодном острие, где искажение электрического поля максимально. Регулировка осуществлялась настройкой зазоров обостряющего и срезающего азотных разрядников в специальном устройстве [17], которое преобразует 5-нс импульс драйвера РАДАН-303 [18] в субнаносекундный пик с предимпульсом (рис. 1), возникающим из-за проходной емкости электродов первого из упомянутых разрядников.

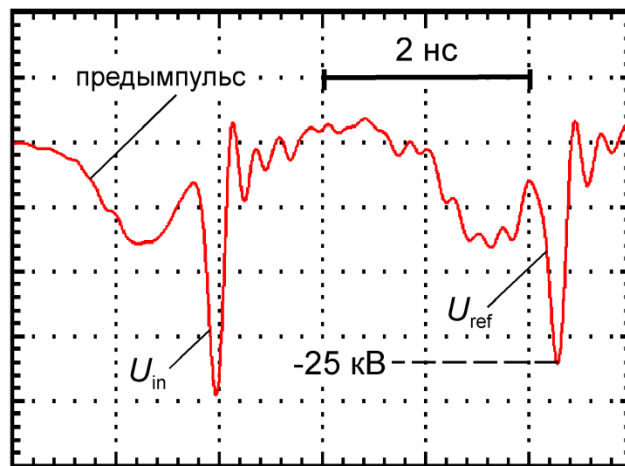


Рис. 1. Падающий импульс напряжения U_{in} , передаваемый по передающей линии на конический катод с углом раствора $98,6^\circ$ (конус Тейлора), и отраженный от него импульс U_{ref} в пороговом режиме генерации УЭ.

Предимпульс (его форма определяется производной от фронта импульса драйвера) должен оставаться в эксперименте неизменным, так как уже на нем могут с катода испускаться начальные автоэмиссионные электроны, дающие старт ионизации газа. Поэтому в эксперименте выбирались реализации, в которых предимпульсы совпадали с референтной осциллограммой. Для обеспечения неизменности формы предимпульсов параметры обостряющего разрядника были фиксированы, а амплитуда формируемого импульса напряжения варьировалась настройкой срезающего разрядника. Это приводило к тому, что, помимо амплитуды, менялась также длительность импульса. Последняя, однако, имела ограничение «снизу» величиной, равной времени ускорения электронов до анода. Это время для показанного на рис. 2а газового диода (≈ 200 пс для зазора шириной $D = 33$ мм) выбиралось вдвое большим,

чем соответствующее время ускорения, рассчитанное кодом КАРАТ [19] в вакуумном приближении. С помощью этого же кода моделировалась доставка импульса напряжения U_{in} до катода, что позволяло по регистрируемым в эксперименте отражениям (U_{ref} на рис. 1) достаточно точно восстановить (в режиме «холостого хода») реальный потенциал катода U_c , который достигался в пороговом режиме генерации УЭ.

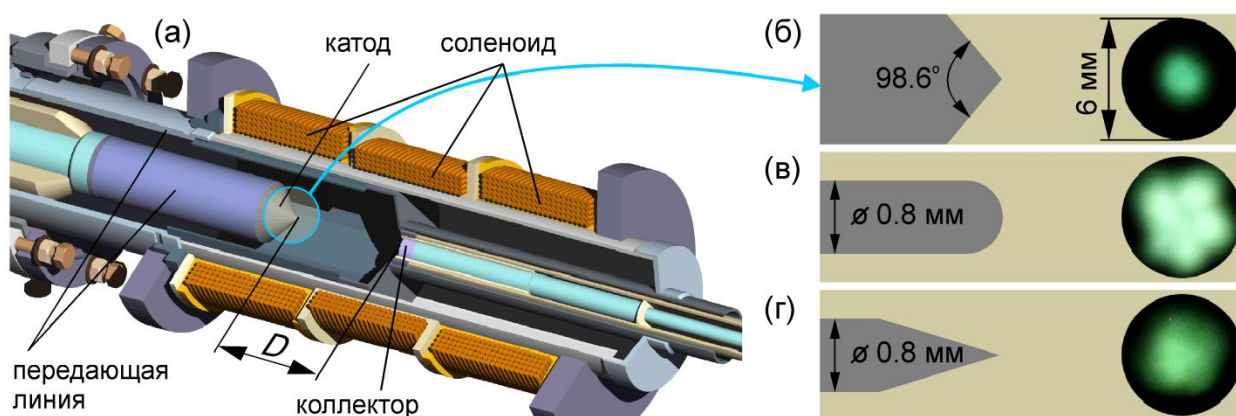


Рис. 2. (а) Конструкция газового диода с магнитной изоляцией, в котором использован графитовый катод с углом раствора $98,6^\circ$ (конус Тейлора), находящийся на расстоянии $D = 33$ мм от коллектора датчика электронного тока. (б-г) Варианты графитовых катодов и свечение люминофора $Gd_2O_2S:Tb$, установленного в плоскости коллектора, под воздействием замагниченных потоков УЭ. Индукция аксиального магнитного поля составляла 2 Тл.

Факт достижения порога генерации УЭ констатировался по появлению сигнала тока УЭ с датчика [20], коллектор которого был экранирован тонкой алюминиевой фольгой, отсекавшей электроны с энергией менее 24 кэВ. Критерием появления токового импульса было превышение сигналом уровня шума (~ 1 мА) луча осциллографа [12]. Достаточно сильное продольное магнитное поле в электродном промежутке (≈ 2 Тл) гарантировало доставку полного тока УЭ на коллектор с апертурой диаметром 9 мм. Это подтверждается характером «автографов» сгустков УЭ, то есть свечением люминофора, установленного взамен датчика тока в плоскости коллектора (рис. 2б–2г). Обратим внимание, что наиболее узкий поток УЭ образуется при использовании конического катода (рис. 2б), в то время как игольчатые катоды (рис. 2в и 2г) дают уширенный поток УЭ.

Было установлено, что ток УЭ появлялся или исчезал при изменении амплитуды напряжения на катоде на единицы процентов, что и являлось точностью определения порогового напряжения эмиссии УЭ. Важным аспектом использованной методики, обеспечивающим адекватность полученных данных, было применение графита в качестве материала катодов. Это связано, прежде всего, со стабильностью эмиссии начальных электронов с поверхности графита, в результате чего типичный разброс по времени появления импульсов тока УЭ составлял единицы пикосекунд.

Результаты экспериментов по измерению пороговых напряжений U_c , при которых регистрируются УЭ, представлены в таблице 1. Использовались три различных варианта графитовых катодов: конический с углом раствора $98,6^\circ$ (конус Тейлора [11,21,22] – см. рис. 2а, 2б) и два игольчатых с различной геометрией вершины – скругленной (рис. 2в) и заостренной (рис. 2г). Для каждого вида катода эксперименты проводились для двух различных газовых (использовался атмосферный воздух) зазорах – шириной $D = 13$ и 33 мм. Таблица 1. Экспериментальные значения пороговых напряжений для генерации УЭ (U_c) и соответствующие им напряженности поля на катоде (E_0) и в точке, отстоящей от катода на 50 мкм (E_1), для различных конфигураций межэлектродного промежутка.

	Пороговое напряжение, кВ	Поле на катоде, кВ/см	Поле в контрольной точке, кВ/см
Конус Тейлора, $D = 13$ мм	44,6	590	340
Конус Тейлора, $D = 33$ мм	55,8	640	370
Игла скругленная, $D = 13$ мм	63,2	780	720
Игла скругленная, $D = 33$ мм	68,5	780	720
Игла заостренная, $D = 13$ мм	62,8	3670	1070
Игла заостренная, $D = 33$ мм	69,9	3790	1110

Для всех шести использованных в экспериментах конфигураций электродов были рассчитаны распределения электрического поля. Расчеты проводились в электростатическом приближении без учета влияния объемного электрического заряда пакетом SAM [23] для пороговых значений разности потенциалов U_c . В таблице 1 даны вычисленные значения напряженности поля

на катодном острие (E_0) и в контрольной точке, отстоящей от острия на 50 мкм (E_1). Найденные значения поля $E_0 = 590\text{--}3790$ кВ/см достаточно высоки для инициирования автоэлектронной эмиссии с поверхности графита, обладающей высокой степенью шероховатости. Выбор контрольной точки – 50 мкм от катода – обусловлен тем, что такое расстояние соответствует масштабу критических лавин в воздухе в околоскритическом электрическом поле [11]. Лавины инициируются автоэмиссионными электронами, а их развитие обеспечивает появление достаточного числа свободных электронов для формирования потока УЭ.

2. Модельные распределения поля

Для всех шести использованных в экспериментах [12] конфигураций электродов были рассчитаны распределения электрического поля. Расчеты проводились в электростатическом приближении без учета влияния объемного электрического заряда пакетом [23] для заданной разности потенциалов $U_0 = 50$ кВ. Соответствующие распределения потенциала поля описываются уравнением Лапласа, поэтому мы будем иногда для простоты называть их лапласовскими. Поскольку магнитное поле (однородное аксиальное поле с индукцией $B \approx 2$ Тл) замагничивает свободные электроны, то движение УЭ, стартующих от вершины катодных острий, можно считать одномерным – оно происходит по оси симметрии системы (ось z). Действительно, ларморовский радиус для нерелятивистских электронов (т.е. с энергией менее $mc^2 \approx 0,5$ МэВ, где m – масса электрона, c – скорость света) задается формулой $r_L = mV_{\perp} / (eB)$. Здесь e – элементарный заряд, $V_{\perp}$ – составляющая скорости частицы, перпендикулярная направлению магнитного поля. Рассмотрим электрон с энергией $\varepsilon = eU_0 = 50$ кэВ. Его абсолютная скорость составляет $V = (2\varepsilon / m)^{1/2} \approx 1,3 \times 10^8$ м/с. Оценку сверху для r_L можно получить, формально положив $V_{\perp} = V$. Находим тогда $r_L < 0,4$ мм, что намного меньше используемого межэлектродного расстояния в 13–33 мм. Таким образом, поток УЭ не будет

расходиться от острия по силовым линиям электрического поля, и движение УЭ можно приближенно считать одномерным. В таком случае нам для анализа поведения УЭ достаточно использовать результаты расчетов поля на оси z системы. Положение катода соответствует точке $z = 0$, а анода $z = D$. Для потенциала поля, рассчитанного для напряжения U_0 (обозначим его за $\varphi_0(z)$) выполняются граничные условия $\varphi_0(0) = -U_0$ и $\varphi_0(D) = 0$ (анод заземлен). Распределение потенциала на оси z системы при произвольном значении напряжения U получается перенормировкой:

$$\varphi(z) = \frac{U}{U_0} \varphi_0(z). \quad (1)$$

Рассчитанные таким образом распределения потенциала электрического поля (см. соответствующие им распределения напряженности поля в [12]) не учитывают искажения поля, вносимого появлением объемного электрического заряда. Для учета влияния объемного заряда будем использовать следующие модельные представления: в результате ионизационных процессов, инициированных «незавершенным» убеганием электронов, в прикатодной области $0 \leq z \leq z_p$ возникает достаточно плотная электрон-ионная плазма. Будем для простоты считать, что в этой области объемный электрический заряд полностью экранирует внешнее электрическое поле, а потенциал плазмы совпадает с потенциалом катода. В периферийной области $z_p < z \leq D$ объемный заряд отсутствует и можно после соответствующей перенормировки использовать распределения лапласовского поля (1). Это означает, что на оси z системы потенциал электрического поля (обозначим его за $\varphi_p(z)$) задается выражениями

$$\varphi_p(z) = \begin{cases} -U, & 0 \leq z \leq z_p, \\ U \frac{\varphi(z)}{|\varphi(z_p)|}, & z_p < z \leq D. \end{cases} \quad (2)$$

Они автоматически обеспечивают выполнение требуемых граничных условий $\varphi_p(0) = -U$ и $\varphi_p(D) = 0$. Пример такого распределения, соответствующий

игольчатому катоду со скругленной вершиной, представлен на рис. 3 (красная линия). Из рисунка видно, каким образом распределение поля, учитывающее появление прикатодной плазменной области, отличается от исходного, лапласовского (синяя линия).

Наконец, напряженность электрического поля (ее абсолютное значение), соответствующая модельному потенциалу φ_p , получается дифференцированием:

$$E_p(z) = \left| \frac{\varphi_p(z)}{dz} \right|. \quad (3)$$

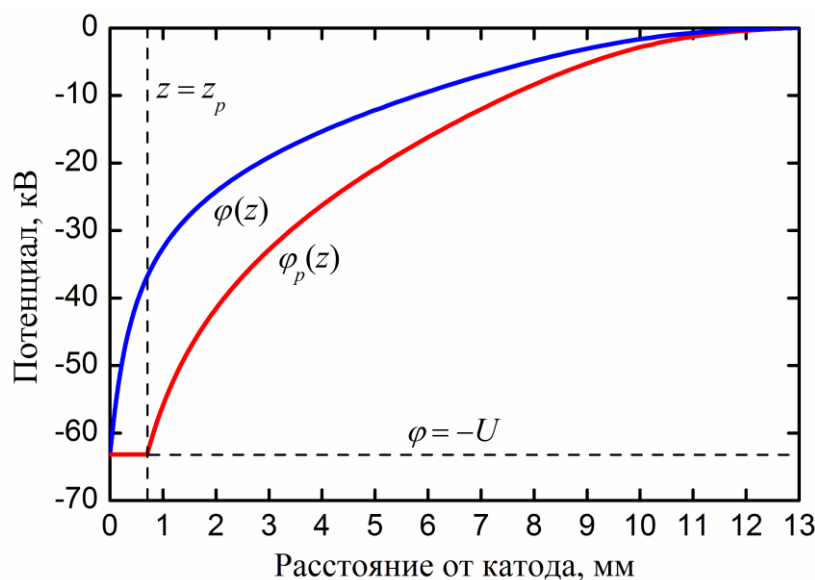


Рис. 3. Рассчитанные для одной из использованной в экспериментах геометрии газового диода (катод – скругленная игла, $D = 13$ мм) распределения потенциала электрического поля на оси симметрии системы для порогового для убегания электронов значения напряжения $U = U_c \approx 63,2$ кВ. Синяя линия – без учета влияния объемного электрического заряда; красная линия – с учетом выравнивания потенциала внутри прикатодной плазменной области (модельное распределение (2) с $z_p = 700$ мкм).

3. Динамика электронов

Для описания одномерного (по оси z системы) движения электронов воспользуемся простой динамической моделью, описанной в работах [10–12]. Изменение кинетической энергии ε электрона определяется обыкновенным дифференциальным уравнением [5,7]

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = eE(z) - F(\varepsilon). \quad (4)$$

Здесь F – сила трения свободного электрона в газе, а для напряженности поля E следует использовать выражение (3), соответствующее описанным в разделе 2 модельным представлениям. Для силы трения используется аппроксимация

$$F(\varepsilon) = eE_c \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon} \left[1 + \ln \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} \right) \right]. \quad (5)$$

При $\varepsilon \gg \varepsilon_c$ в силу особенностей кулоновского взаимодействия заряженных частиц (свободного электрона со связанными электронами, находящимися в составе молекул газа) сила F убывает с ростом энергии ε примерно как $1/\varepsilon$, что соответствует известной формуле Бете [24] для нерелятивистских электронов. При низких энергиях электрона формула (5) теряет смысл (величина F становится отрицательной) и вместо нее используется линейная зависимость силы трения от скорости электрона ($F \propto V$ или $F \propto \varepsilon^{1/2}$), обеспечивающая дрейфовое движение низкоэнергетических, тепловых электронов в слабом электрическом поле.

Согласно (5) сила трения F достигает равного eE_c максимума при $\varepsilon = \varepsilon_c$, что обеспечивает пороговый характер убегания электронов. При расчетах динамики свободных электронов в атмосферном воздухе будем брать для критического поля убегания $E_c = 270$ кВ/см [7,8], а для энергии, соответствующей максимуму силы трения, $\varepsilon_c = 110$ эВ [25,26]. При $E > E_c$ для любых начальных энергий свободных электронов справедливо $E > F$ и они будут ускоряться. В однородном поле условия $E > E_c$ достаточно для генерации потока УЭ: электроны будут непрерывно ускоряться во всем межэлектродном промежутке. В интересующем нас случае неоднородного поля все несколько сложнее. Возможна ситуация, когда в области сильного, закритического поля ($E > E_c$) вблизи катодного острия электроны ускорятся, но затем, попадая на некотором удалении от катода в слабое, докритическое поле ($E < E_c$), тормозятся и в итоге превращаются в тепловые с энергией меньше ε_c . Мы считаем,

что именно такой режим движения электронов – их «незавершенного» убегания на переднем фронте импульса напряжения – приводит к формированию прикатодного слоя плазмы, существенно влияющего на условия генерации УЭ.

Как демонстрируют эксперименты [12], генерация УЭ носит пороговый характер. Если амплитуда импульса напряжения ниже некоторого порога U_c (см. данные в таблице 1), т.е. $U < U_c$, то ток УЭ не регистрируется. Заметный поток УЭ формируется при $U > U_c$. Нас интересует околопороговое поведение системы, когда $U \approx U_c$. Из общих соображений понятно, что при воздействии на газовый диод импульса напряжения с амплитудой U_c поток УЭ будет формироваться на «полочке» импульса, т.е. вблизи пика. Это позволяет в наших расчетах не учитывать конкретные формы импульсов, полагая приложенное к промежутку напряжение постоянным и, как следствие, напряженность поля, входящую в уравнение движения (4), зависящей лишь от пространственной переменной z .

Как уже указывалось, для острийных катодов пороговые для генерации УЭ напряженности электрического поля вблизи катода могут в разы превышать критическое значение E_c . Это позволяет предположить, что поток УЭ формируется не у катода, а на некотором от него удалении – на границе $z = z_p$ прикатодной плазменной области.

Цель наших расчетов – определить положение z_p этой границы. Для этого уравнение (4) следует решать с начальным (граничным) условием

$$\varepsilon = 0, \quad z = z_p,$$

т.е. электрон запускается с границы плазменной области с формально нулевой скоростью (энергией). При этом полагается, что к промежутку приложена установленная в экспериментах пороговая разность потенциалов U_c .

В расчетах варьируются величина z_p – ищется ее значение, при котором электрон достигает анода с энергией 24 кэВ, т.е. выполняется дополнительное условие

$$\varepsilon = 24 \text{ кэВ}, \quad z = D.$$

Такое требование обусловлено порогом прозрачности в ~ 24 кэВ алюминиевой фольги, расположенной в экспериментах перед коллектором токового датчика (т.е. фольга отсекает электроны с энергией ниже указанного значения).

4. Результаты расчетов

При численных расчетах динамики свободных электронов использовались модельные распределения поля $\varphi_p(z)$ и $E_p(z)$, задаваемые выражениями (2) и (3). Они найдены для реальных геометрий электродов из экспериментов [12] и учитывают выравнивание потенциала внутри формирующихся прикатодных плазменных областей (см. рис. 3).

На рис. 4 приведен пример расчетов для катода в виде конуса с углом раствора $98,6^\circ$ (конус Тейлора) при ширине зазора $D = 13$ мм при пороговом значении напряжения $U_c = 44,6$ кВ. Электроны запускались с начальной нулевой скоростью с границы плазменной области, т.е. из точки $z = z_p$. В логарифмическом масштабе показано, как меняется кинетическая энергия электрона с удалением от катода для двух значений аксиального размера плазменной области: $z_p = 63,1$ мкм и $z_p = 63,4$ мкм (синяя и красная кривые на рисунке). Видно, что при большем значении z_p электрон начинает ускоряться, но затем теряет энергию в результате неупругих столкновений с молекулами воздуха и становится тепловым на расстоянии $\sim 0,37$ мм от катода. Таким образом, электрон не достигает анода, и, следовательно, поток УЭ не формируется. При меньшем значении z_p электрон достигает анода с энергией 24 кэВ, что в точности соответствует порогу прозрачности алюминиевой фольги, расположенной перед коллектором токового датчика. Обратим внимание, что электрон не ускоряется непрерывно во всем промежутке – он достигает максимальной энергии в 24,7 кэВ в точке $z \approx 11$ мм, а затем – в прианодной области – начинает тормозиться. На основании этих расчетов можно сделать вывод, что искомый размер плазменной области составляет ~ 63 мкм.

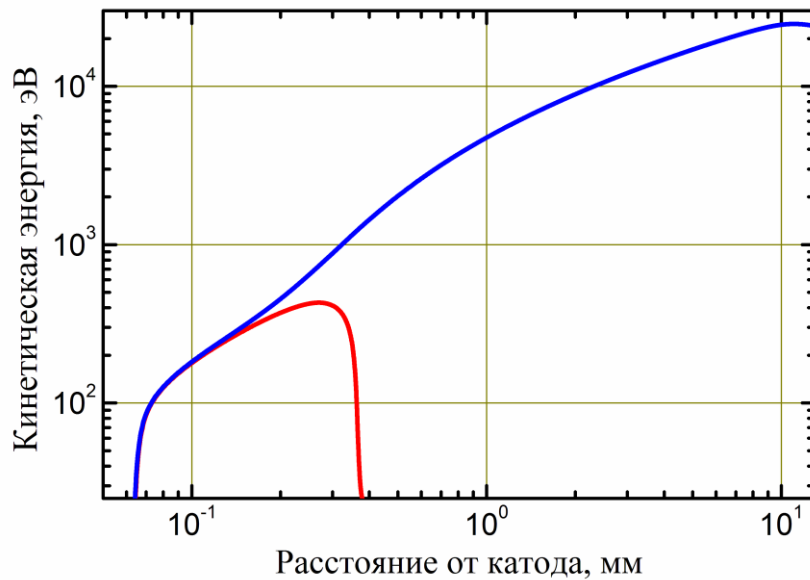


Рис. 4. Зависимости кинетической энергии электрона ε от расстояния z от катода при пороговом для убегания электронов напряжении $U = U_c \approx 44,6$ кВ (конус Тейлора, $D = 13$ мм, газ – воздух атмосферного давления). Синяя линия соответствует $z_p = 63,1$ мкм; красная линия $z_p = 63,4$ мкм.

Обратим внимание на высокую чувствительность динамики электрона к выбору значения размера z_p . При минимальном изменении этого значения – всего на $\sim 0,3$ мкм – кардинально меняется его поведение. В одном случае электрон становится тепловым в непосредственной близости от катода. При этом максимальная энергия, которую он набирает, не превышает $0,43$ кэВ. В другом случае он достигает анода с радикально большей энергией в 24 кэВ. Таким образом, переход электронов в режим убегания носит ярко выраженный пороговый характер.

Аналогичные проиллюстрированным на рис. 4 расчеты были проведены для шести различных случаев: воздушные диоды с коническим катодом с углом раствора $98,6^\circ$, зазоры шириной 13 и 33 мм; диоды с игольчатым катодом со скругленной вершиной, зазоры 13 и 33 мм; диоды с игольчатым катодом с заостренной вершиной, зазоры 13 и 33 мм. В результате были сделаны оценки для аксиального размера z_p прикатодных плазменных областей, а также для напряженностей электрического поля $E_r \equiv E_p(z_p)$ на их границе. Полученные результаты сведены в таблицу 2. Как из нее видно, напряженности поля на границе плазмы оказались во всех рассматриваемых случаях близкими к

критическому полю в 270 кВ/см: имеем $E_r = 290 - 330$ кВ/см. Отметим, что, согласно данным таблицы 1, лапласовское поле вблизи катода E_1 было сопоставимо с критическим E_c только для катода в форме конуса Тейлора. В остальных случаях оно превышало E_c в 3–4 раза. Мы разберем причины такого отличия в следующем разделе.

Таблица 2. Рассчитанные значения размера прикатодной плазменной области (z_p) и напряженности поля на ее границе (E_r) для различных конфигураций воздушного диода.

	Размер плазменной области, мкм	Поле на границе плазменной области, кВ/см
Конус Тейлора, $D = 13$ мм	63	330
Конус Тейлора, $D = 33$ мм	82	330
Игла скругленная, $D = 13$ мм	700	290
Игла скругленная, $D = 33$ мм	640	290
Игла заостренная, $D = 13$ мм	460	300
Игла заостренная, $D = 33$ мм	440	300

5. Обсуждение результатов

Результаты экспериментов [12] (они кратко изложены в разделе 1) оказались довольно неожиданными. Кажется естественным ожидать, что увеличение степени неоднородности электрического поля приведет к снижению порогового напряжения убегания электронов (см., например, [10,11]). Причина следующая – более выраженная область усиленного электрического поля вблизи катодного острия дает возможность электронам набрать в ней большую энергию. С ростом кинетической энергии падает сечение взаимодействия электронов с газом, что позволяет им с большей вероятностью достичь анода, пересекая область относительно слабого докритического поля. Однако результаты экспериментов оказались прямо противоположными: пороговые напряжения убегания для катода в форме конуса Тейлора (угол раствора $98,6^\circ$) оказались заметно меньшими, чем для игольчатых катодов, которые можно рассматривать как конусы с малыми углами раствора (распределение поля вблизи вершины заостренной иглы в целом аналогично таковому для конуса с углом раствора

$\sim 22^\circ$). Для конуса Тейлора напряженность поля спадает с расстоянием от острия примерно как $E \propto z^{-0.5}$, а для заостренной иглы как $E \propto z^{-0.8}$, т.е. в последнем случае степень неоднородности существенно выше. Также достаточно неожиданно то, что для игл в разы большими оказываются размеры «автографа» пучка УЭ – области свечения люминофора $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$, установленного в плоскости анода (см. рис. 2). Радиус засвеченной области на снимках для конуса Тейлора составляет $\sim 1,1$ мм, а для заостренной и скругленной игл $\sim 1,7$ и $\sim 2,5$ мм, соответственно.

Для объяснения регистрируемых в экспериментах значений U_c (таблица 1) требуется допустить, что поток УЭ генерируется тогда, когда распределение поля в промежутке уже существенно искажается влиянием объемного электрического заряда. В прикатодной области образуется достаточно плотная плазма, экранирующая электрическое поле. Как следствие, поле снижается до докритических значений, а УЭ формируются на внешней границе плазменного слоя. Проведенные выше расчеты динамики УЭ позволили нам оценить аксиальный размер плазменной области (z_p) для всех шести использованных в эксперименте конфигураций межэлектродного промежутка для пороговых значений напряжения $U = U_c$ (таблица 2).

Из данных таблицы 2 видно, что для катода в форме конуса Тейлора аксиальный размер плазменной области (z_p от 63 до 82 мкм для разных зазоров) радикально – на порядок – меньше, чем для игольчатых катодов (640–700 мкм для заостренной иглы и ~ 460 мкм для скругленной). Это коррелирует с размерами автографов пучков УЭ, которые дают представление о радиальном масштабе плазменных областей с поправкой на то, что поток электронов расширяется как за счет рассеяния электронов на молекулах газа, так и за счет осцилляций электронов в магнитном поле [27]. Размеры автографов минимальны для конуса Тейлора, максимальны для скругленной иглы и занимают промежуточные значения для заостренной иглы.

Обсудим теперь, какие физические процессы определяют размеры плазменных областей. Мы считаем, что они принципиально отличаются для

конуса Тейлора и игольчатых катодов. В первом случае размер сопоставим с масштабом критических лавин электронов в рассматриваемых условиях (~ 50 мкм по оценкам [11]). Этот масштаб согласуется с результатами численного моделирования развития пробоя с участием УЭ для ситуаций, по классификации [10–12] относящихся к границе сильно- и слабонеоднородных распределений поля (поле спадает примерно по корневому закону $E \propto 1/\sqrt{z}$). Согласно расчетам [15,16] в области $25 < z < 75$ мкм образуется достаточно плотная (с концентрацией $> 10^{15} \text{ см}^{-3}$) электрон-ионная плазма, обеспечивающая экранировку электрического поля. Генерация плазмы в этом случае происходит в результате ударной ионизации газа тепловыми электронами.

Во втором случае масштаб плазменной области значительно – на порядок – превышает масштаб критических лавин и не может быть связан лишь с размножением тепловых электронов вблизи катода, инициированном автоэлектронной эмиссией. В [12] была выдвинута гипотеза, что появление такой области обусловлено следующим: уже на фронте импульса напряжения, т.е. при $U < U_c$, поле вблизи вершин игольчатых катодов превышает критическое, $E > E_c$, и свободные электроны начинают убегать. Действительно, из таблицы 1 видно, что лапласовское поле у катода E_1 (напомним, что это поле относится к контрольной точке, отстоящей от острия на 50 мкм) в 3–4 раза превышает критическое: $E_1 = 720\text{--}1110 \text{ кВ/см}$ (напомним, что $E_c = 270 \text{ кВ/см}$). Это означает, что убегание электронов стартует на фронте импульса при напряжениях меньших U_c в те же 3–4 раза. Однако набираемой вблизи катода энергии не хватает электронам для того, чтобы продолжить убегать в докритическом поле на удалении от острия, и они термализуются. Этот процесс сопровождается интенсивной ударной ионизацией газа, что и приводит к появлению плазменной области гораздо большей протяженности, чем возникла бы при обычном дрейфовом движении тепловых электронов. Такой механизм, как показывает анализ [12], реализуется только в ситуации, когда поле спадает с расстоянием от катода быстрее, чем по закону $E \propto 1/\sqrt{z}$. Для конуса Тейлора, для которого в точности выполняется такой закон, этот механизм исчезает.

Действительно, согласно таблице 1 в этом случае $E_1 = 340\text{--}370$ кВ/см, т.е. при $U = U_c$ поле вблизи катода сопоставимо с критическим. Отсюда следует, что на фронте импульса, т.е. при $U < U_c$, будет $E_1 < E_c$ и режим незавершенного убегания не реализуется. Стоит однако отметить, что некоторые следы этого режима остаются – см. рис. 4, где, как видно, убегающий электрон начинает терять энергию вблизи анода. Для игольчатых катодов электрон тормозится в непосредственной близости от катода, что и обеспечивает образование субмиллиметрового плазменного прикатодного слоя.

Заключение

В настоящей работе проведен анализ результатов экспериментов [12] по условиям убегания электронов в воздушных диодах с различной степенью неоднородности электрического поля. Для интерпретации данных о пороговых для генерации УЭ значений напряжения потребовалось допустить, что поток электронов формируется на внешней границе прикатодных плазменных областей. С использованием простой одномерной динамической модели движения свободных электронов в газе определен аксиальный размер таких областей. Для конического катода со сравнительно большим углом раствора в $\sim 100^\circ$ (слабо-неоднородное распределение поля) он составляет десятки микрометров, а для игольчатых катодов (сильнонеоднородное поле) на порядок больше – сотни микрометров. Сделан вывод, что такое различие обусловлено разными физическими механизмами формирования плазменных областей. В слабонеоднородном поле генерация плазмы связана с лавинным размножением тепловых электронов, инициированным автоэмиссионными электронами. В сильнонеоднородном поле формирование плазменного слоя обусловлено «незавершенным» убеганием электронов на фронте импульсов напряжения: электроны начинают ускоряться в сильном поле в непосредственной близости от катода, но затем термализуются на некотором от него удалении, интенсивно ионизуя при этом газ. Естественно ожидать, что чем больше пространственный масштаб плазменной области, являющейся

источником УЭ, тем больше будет диаметр достигающего анода пучка УЭ. Это объясняет, почему диаметры «автографов» замагниченных пучков УЭ при использовании «узких» игольчатых катодов, значительно превышают таковые для «широких» конических катодов.

Литература

1. Wilson C.T.R. The electric field of a thundercloud and some of its effects // Proceedings of the Physical Society of London. – 1924. – V. 37. – № 1. – P. 32D. <https://doi.org/10.1088/1478-7814/37/1/314>
2. Dreicer H. Electron and ion runaway in a fully ionized gas. I // Physical Review. – 1959. – V. 115. – № 2. – P. 238. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.238>
3. Гуревич А.В. К теории убегающих электронов // ЖЭТФ – 1960. – Т. 39. – №. 5. – С. 1296.
4. Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе // ДАН СССР – 1967. – Т. 177. – №. 1. – С. 72-73.
5. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. Импульсный наносекундный электрический разряд в газе // УФН – 1972. – Т. 107. – №. 6. – С. 201–228. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0107.197206b.0201>
6. Dwyer J.R., Smith D.M., Cummer S.A. High-energy atmospheric physics: Terrestrial gamma-ray flashes and related phenomena // Space Science Reviews. – 2012. – V. 173. – № 1. – P. 133-196. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9894-0>
7. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН – 1990. – Т. 160. – №. 7. – С. 49-82. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0160.199007b.0049>

8. Babich L.P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: Theory, experiment, and natural phenomena. – Futurepast Incorporated, 2003.
9. Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Яландин М.И. Условия убегания электронов в газовом диоде с сильно неоднородным электрическим полем // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2017. – Т. 105. – №. 8. – С. 515-520. <https://doi.org/10.7868/S0370274X17080124>
10. Зубарев Н.М., Зубарева О.В., Яландин М.И. Особенности убегания электронов в газовом промежутке с коническим катодом // Доклады РАН. Физика, технические науки – 2023. – Т. 512. – №. 1. – С. 5-10. <https://doi.org/10.31857/S2686740023050140>
11. Kozyrev A.V. et al. Local and nonlocal conditions for electron runaway in a gas gap with a conical cathode with a variable opening angle // Physics of Plasmas. – 2024. – V. 31. – № 10. – P. 103109. <https://doi.org/10.1063/5.0225881>
12. Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Яландин М.И. Условия генерации убегающих электронов в воздушном зазоре с неоднородным электрическим полем: теория и эксперимент // Успехи физических наук. – 2024. – Т. 194. – №. 8. – С. 853-864. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.11.039608>
13. Беломытцев С.Я. и др. О начальной стадии пробоя газового промежутка в неоднородном поле // Письма в журнал технической физики. – 2008. – Т. 34. – №. 9. – С. 10-16. <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/12046>
14. Levko D. et al. Numerical simulations of runaway electron generation in pressurized gases // Journal of Applied Physics. – 2012. – V. 111. – № 1. – P. 013303. <https://doi.org/10.1063/1.3675527>
15. Mesyats G.A. et al. How short is the runaway electron flow in an air electrode gap? // Applied Physics Letters. – 2020. – V. 116. – № 6. – P. 063501. <https://doi.org/10.1063/1.5143486>
16. Zubarev N.M. et al. Mechanism and dynamics of picosecond radial breakdown of a gas-filled coaxial line // Plasma Sources Science and Technology. – 2020. – V. 29. – № 12. – P. 125008. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abc414>

17. Yalandin M.I. et al. High peak power and high average power subnanosecond modulator operating at a repetition frequency of 3.5 kHz // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2002. – V. 30. – № 5. – P. 1700-1704. <https://doi.org/10.1109/TPS.2002.805383>
18. Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I. The 40 years to RADAN – compact multi-purposed sources for various pulsed power investigations // J. Phys.: Conf. Ser. – 2021. – V. 2064. – P. 012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2064/1/012002>
19. Tarakanov V.P. Code KARAT in simulations of power microwave sources including Cherenkov plasma devices, vircators, orotron, E-field sensor, calorimeter etc // EPJ Web of Conferences. – EDP Sciences. – 2017. – V. 149. – P. 04024. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714904024>
20. Yalandin M.I. et al. Picosecond resolution collector sensor for diagnostics of subrelativistic electron bunches // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – 2023. – V. 72. – P. 1008808. <https://doi.org/10.1109/TIM.2023.3307183>
21. Taylor G.I. Disintegration of water drops in an electric field // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. – 1964. – V. 280. – № 1382. – P. 383-397. <https://doi.org/10.1098/rspa.1964.0151>
22. Zubarev N.M. The effect of viscosity on the self-similar growth of conic cusps on the surface of a conducting liquid in an electric field: Limiting cone angle // Physics of Fluids. – 2024. – V. 36. – № 4. – P. 042102. <https://doi.org/10.1063/5.0200820>
23. Тиунов М.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П. SAM – интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ – Препринт № 89-159, Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1989.
24. Bethe H. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie // Annalen der Physik. – 1930. – V. 397. – № 3. – P. 325-400. <https://doi.org/10.1002/andp.19303970303>

25. Peterson L.R., Green A.E.S. The relation between ionization yields, cross sections and loss functions // Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics. – 1968. – V. 1. – № 6. – P. 1131. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/1/6/317>
26. Месяц Г.А. Законы подобия в импульсных газовых разрядах // УФН. – 2006. – Т. 176. С. 1069-1091. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0176.200610d.1069>
27. Mamontov Y.I., Yalandin M.I., Zubarev N.M. Simulation of runaway electron kinetics in magnetized gas diodes with a strongly inhomogeneous electric field // Physics of Plasmas. – 2025. – Т. 32. – №. 5. – P. 053502. <https://doi.org/10.1063/5.0273887>

Для цитирования:

Зубарев Н.М., Зубарева О.В., Яландин М.И. Размеры прикатодных плазменных областей – источников убегающих электронов – в условиях резко неоднородного электрического поля // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.19>