



DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.22>

УДК: 537.521.7; 537.523.2

17-я Международная конференция

«Газоразрядная плазма и ее применения»

Екатеринбург, Россия, 8-12 сентября 2025

КИНЕТИКА РАДИАЛЬНОГО ПОТОКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н.М. Зубарев ^{1,2}, Ю.И. Мамонтов 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, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Статья поступила в редакцию 2 октября 2025 г.

Аннотация. Работа посвящена численному исследованию кинетики убегающих электронов в азоте при давлении 1 атм на начальном этапе радиального пробоя коаксиальной передающей линии с волновым сопротивлением 45 Ом. Исследование выполнено в рамках кинетической осесимметричной 2D-3V (две координаты – три компоненты скорости) модели Монте-Карло. При моделировании учитывалось, что на внутреннем проводнике коаксиальной линии располагался дисковый усилитель электрического поля толщиной 0,3 мм, выступающий над внутренним проводником линии на 2,5 мм. Область вблизи усилителя поля рассматривалась как источник убегающих электронов. Кроме того, учитывалось наличие сильного аксиального однородного магнитного поля вблизи усилителя. Индукция магнитного поля при моделировании варьировалась от 0,15 Тл до 2 Тл. Напряжение между проводниками линии задавалось в диапазоне 100-150 кВ. При моделировании рассматривалось

движение убегающих электронов в коаксиальном промежутке с учетом их рассеяния на молекулах газа и взаимодействия с однородным магнитным и неоднородным электрическим полями. Показано, что убегающие электроны в рассматриваемой системе никогда не достигают анода – внешнего проводника коаксиальной линии – при индукции магнитного поля выше $\sim 0,25$ Тл. При повышении индукции магнитного поля выше 0,5 Тл радиальный дрейф убегающих электронов фактически прекращается, однако имеет место аксиальный дрейф со скоростью ~ 8 мм за 100 пс. На основании результатов моделирования предложено качественное описание трех различных сценариев нарушения электрической прочности магнитоизолированных воздушнонаполненных коаксиальных трактов. Полученные результаты качественно объясняют результаты недавних экспериментов по пробой таких трактов.

Ключевые слова: коаксиальная линия, субнаносекундный пробой, убегающие электроны, метод Монте-Карло.

Финансирование: Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

Автор для переписки: Мамонтов Юрий Игоревич, mamontov@iep.uran.ru

Введение

Пробой коаксиальных передающих трактов с воздушной изоляцией под действием убегающих электронов [1] (УЭ) является одним из факторов, ограничивающих максимальное рабочее напряжение трактов, применяемых в мощных импульсных электрофизических установках с пикосекундной длительностью импульсов. Актуальной задачей является повышение электрической прочности таких трактов. Помимо очевидной проблемы пробоя, при передаче высоковольтных пикосекундных импульсов по воздушнонаполненным трактам также оказываются существенными потери энергии импульса на предпробойные явления, в частности, на генерацию прикатодной плазмы, образующейся за счет ионизационного размножения

электронов, эмитированных из катода в сильном электрическом поле. В недавних работах [2,3] экспериментально и аналитически исследованы эффекты, предшествующих пикосекундному пробоя воздушного промежутка коаксиальной линии (КЛ) в поле ТЕМ-волны напряжения и связанных с генерацией УЭ в локализованной зоне вблизи внутреннего проводника линии. Локализация генерации УЭ осуществлялась путем вставки в центральный проводник КЛ тонкого ($\sim 0,1$ мм) металлического диска, выступающего над поверхностью проводника на 2,5 мм при разности радиусов проводников линии 12,5 мм. Экспериментально и теоретически исследован процесс развития пробоя для случаев отсутствия [2] и наличия [3] в КЛ продольного однородного магнитного поля. При различных амплитудах импульса напряжения и величинах индукции магнитного поля выявлены особенности пробоя для обоих случаев. В частности, показана фундаментальная роль УЭ в развитии субнаносекундного пробоя воздушнонаполненного коаксиального диода [2]. При этом в работе [3] продемонстрировано, что подавление радиального тока УЭ в коаксиальном промежутке путем наложения сильного аксиального магнитного поля не позволяет устранить диссипацию энергии высоковольтного импульса в прикатодной плазме «незавершенного разряда», а также диссипацию за счет многократных отражений импульса от области плазмообразования.

Настоящая работа посвящена численному исследованию кинетики УЭ в азоте при давлении 1 атм на начальной стадии радиального пробоя КЛ. Исследование выполнено в рамках 2D-3V (две координаты – три компоненты скорости) осесимметричной модели Монте-Карло. Рассматривался отрезок КЛ с дисковым усилителем электрического поля, размещенным на центральном проводнике КЛ. Также учитывалось наличие сильного (до 2 Тл) аксиального однородного магнитного поля вблизи усилителя. При моделировании рассматривался дрейф быстрых электронов вдоль и поперек силовых линий магнитного поля. Для различных значений напряжения на электродах и индукции магнитного поля оценивалось пространственное распределение УЭ в коаксиальном промежутке. Кроме того, оценивались характерные параметры

движения потока УЭ. В результате предложено качественное описание различных режимов нарушения электрической прочности воздушнонаполненных коаксиальных трактов с магнитной изоляцией.

1. Описание модели Монте-Карло

В настоящей работе расчеты проводились в рамках разработанной кинетической Монте-Карло модели, имеющей размерность 2D-3V (две координаты – три компоненты скорости). В данной модели на каждом шаге моделирования (10^{-16} пс) последовательно решалось две основные задачи: задача движения электронов в моделируемом промежутке и задача рассеяния электронов на частицах газовой среды – молекулярного азота атмосферного давления. Движение электронов рассчитывалось путем численного интегрирования уравнений движения Ньютона с помощью схемы Бóриса [4] второго порядка точности. Рассеяние электронов моделировалось в рамках метода «нуль-столкновений» [5]. Учитывались следующие кинетические процессы: упругое рассеяние электронов, ионизация электронным ударом, диссоциация молекулы азота, возбуждение электронных (синглетных и триплетных), колебательных и вращательных уровней молекулы азота – всего 18 процессов. Исходными данными для метода нуль-столкновений служили полные [6], дифференциальные [7-9] и дважды дифференциальные [10] сечения рассеяния электрона на молекуле азота (см. также [11,12]).

Геометрия межэлектродного промежутка показана на Рис. 1. Рассматривался отрезок коаксиальной передающей линии с радиусом внутреннего проводника 11 мм, а внешнего – 23,5 мм (волновое сопротивление 45 Ом). Протяженность рассматриваемого отрезка линии 20 мм. В его центре располагался выступ – усилитель электрического поля. Высота усилителя над поверхностью внутреннего проводника линии составляла 2,5 мм, ширина усилителя – 0,3 мм. Вершина усилителя была скруглена, радиус скругления – 0,15 мкм. Конфигурация электрического поля в рассматриваемой электродной системе рассчитывалась путем решения уравнения Лапласа; полученные данные

использовались в дальнейшем моделировании при решении уравнений движения электронов. При решении уравнения Лапласа анод предполагался заземленным, а катод – потенциальным электродом. Напряжение между электродами U варьировалось от 100 кВ до 150 кВ (здесь и далее имеется в виду абсолютная величина напряжения). Вычисления показывают, что при напряжении $U = 150$ кВ напряженность электрического поля на вершине усилителя достигает 950 кВ/см, в то время как вдали от усилителя на поверхности центрального проводника линии напряженность оказывается порядка 180 кВ/см. При этом максимальная напряженность поля на аноде напротив усилителя составляла 90 кВ/см. Кроме того, предполагалось, что в рассматриваемой области существует однородное магнитное поле с индукцией B , направленное параллельно оси симметрии электродной системы. При моделировании величина B варьировалась от 0,15 Тл до 2 Тл.

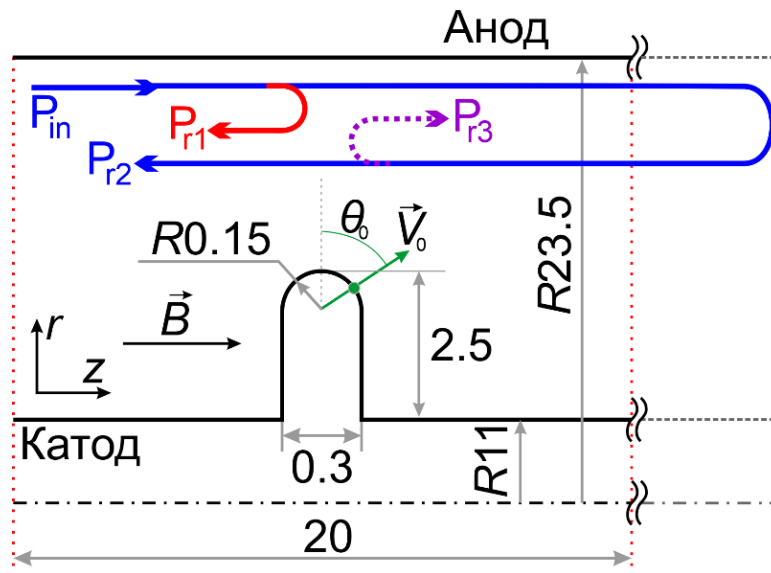


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой задачи. Красная точечная линия – границы расчетной области в настоящей работе. $\vec{V}_0$ – начальная скорость электронов. Синяя, красная и фиолетовая стрелки показывают распространение импульсов в линии в экспериментальной работе [3]. Размеры даны в миллиметрах.

На Рис. 1 также показано направление распространения субнаносекундных импульсов напряжения в коаксиальной линии в соответствии с экспериментальной работой [3]. Обозначение P_{in} здесь используется для указания импульса напряжения, создаваемого генератором. Далее по тексту данный импульс также называется «падающим импульсом». P_{r1} обозначает

импульс, отраженный от области вблизи усилителя электрического поля. В свою очередь, P_{r2} – импульс, отразившийся от короткозамкнутого конца передающей линии и преодолевший область усиленного поля (см. [3]), а P_{r3} – импульс, отразившийся от короткозамкнутого конца линии и повторно отраженный от области усиленного поля. Хотя в настоящей работе не моделировалось распространение реальных импульсов напряжения в линии, указанные обозначения введены для удобства сопоставления результатов моделирования и результатов экспериментальной работы [3] (см. раздел «3. Обсуждение результатов»).

Необходимо также отметить, что при моделировании силовые параметры полей (напряжение U – по существу, амплитуда импульса P_{in} – и индукция B) считались постоянными. Для магнитного поля такое допущение является естественным, так как, согласно данным из работы [3], в эксперименте длительность импульса тока в катушках, создающих магнитное поле, на порядки превосходила длительность субнаносекундного импульса напряжения. В то же время, из-за резко неоднородного распределения электрического поля в промежутке электроны набирают основную долю своей энергии (от 50 до 100 кэВ) в малой области вблизи усилителя электрического поля. Типичное время ускорения электронов < 25 пс, что заведомо меньше длительности импульса напряжения P_{in} : для импульса амплитудой 150 кВ (по абсолютной величине) ширина на полувывоте составляла ~ 300 пс [3]. При этом при удалении от катодного выступа электрическое поле быстро спадает и поэтому слабо влияет на траектории электронов с энергиями в десятки кэВ. Кроме того, полное время моделирования было 200 пс, что также меньше длительности высоковольтного импульса. Поэтому в рамках применяемой кинетической модели Монте-Карло конечная длительность реального импульса напряжения может не учитываться.

В работе [3] принималось, что источником УЭ является субмиллиметровый полутороидальный плазменный слой вблизи кромки усилителя поля. Причина образования плазменного слоя – ионизация газа автоэмиссионными электронами, эмитированными из катода. Поэтому, как и в

работе [3], скругленная кромка усилителя (см. Рис. 1) предполагалась границей плазмы, имеющей потенциал катода и эмитирующей электроны. На момент начала моделирования на кромке усилителя задавалось некоторое начальное число свободных электронов, эмитированных из плазмы в различных направлениях и равномерно распределенных по кромке усилителя. Точка эмиссии на кромке и направление начальной скорости электронов характеризовалось углом эмиссии электронов θ_0 , отсчитываемым от направления вспомогательной оси $0'r'$, параллельной основной оси $0r$ и проходящей через центр кривизны кромки усилителя (см. Рис. 1). Угол θ_0 изменялся в диапазоне от -75° до $+75^\circ$ (фактически, это область наиболее сильного электрического поля вблизи кромки усилителя). Шаг, с которым задавался угол θ_0 , составлял $1,5^\circ$. При моделировании количество электронов для каждого значения угла θ_0 было одинаковым. Начальная энергия эмитированных электронов задавалась в диапазоне от 0 эВ до 50 эВ, однако было обнаружено, что изменение начальной энергии электронов в данном диапазоне энергий не оказывает значительного влияния на результаты моделирования.

При исследовании кинетики электронов в качестве условий моделирования задавались напряжение U и индукция магнитного поля B . В процессе моделирования регистрировались фазовые портреты электронов, их пространственное распределение для различных условий моделирования. Для набора надежной статистики число моделируемых электронов превышало 200 000. Генерация вторичных частиц и соответствующее искажение электрического поля не учитывались. Справедливость такого упрощения обоснована тем, что, как известно [13-15], в субнаносекундных разрядах поток УЭ опережает фронт волны ионизации, распространяющейся от катода к аноду. Соответствующее искажение электрического поля важно для исследования проблемы «аномальных убегаящих электронов», однако мы полагаем, что этими эффектами можно пренебречь при моделировании распространения УЭ за время порядка 100 пс. В свою очередь, плотность заряда и ток пучка УЭ достаточно малы. Следовательно, электростатическим расталкиванием электронов можно

пренебречь, и, кроме того, магнитное поле, создаваемое пучком УЭ, существенно слабее внешнего магнитного поля. Поэтому при моделировании пространственные конфигурации полей считались заданными, то есть использовалось одноэлектронное приближение.

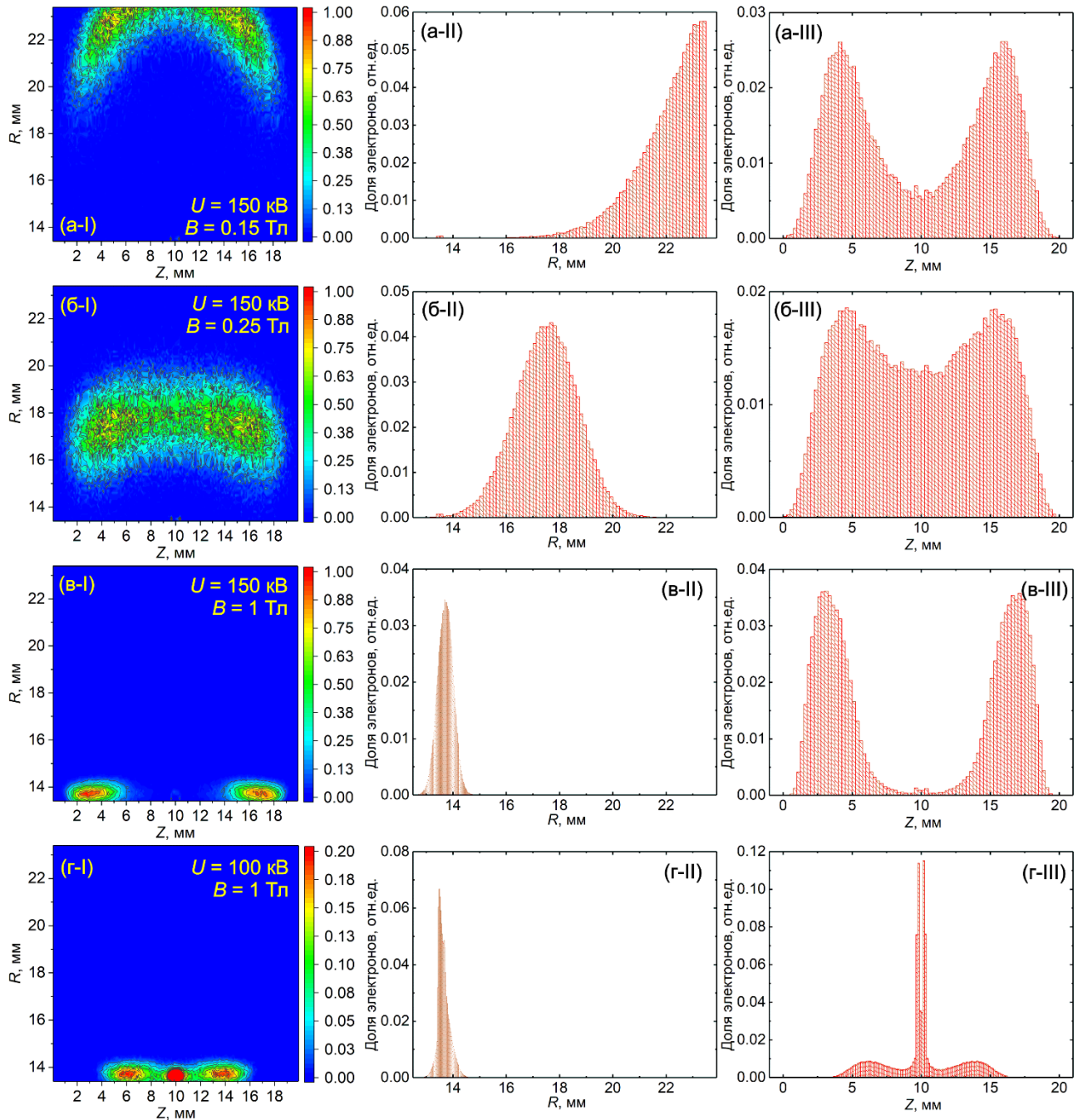


Рис. 2. Под литерами I – пространственные распределения электронов через 100 пс после начала моделированиях при различных значениях U и B . Под литерами II и III – соответствующие гистограммы распределений электронов вдоль радиальной и аксиальной координат. Здесь вершина усилителя электрического поля имеет координату $(R; Z) = (13,5; 10)$.

2. Результаты моделирования

На Рис. 2 представлены примеры пространственных распределений электронов в межэлектродном промежутке через 100 пс после начала моделирования для различных комбинаций значений напряжения на промежутке U и индукции магнитного поля B : на Рис. 2-(а-I) – для $U = 150$ кВ и $B = 0,15$ Тл, на Рис. 2-(б-I) – для $U = 150$ кВ и $B = 0,25$ Тл, на Рис. 2-(в-I) – для $U = 150$ кВ и $B = 1$ Тл, и на Рис. 2-(г-I) – для $U = 100$ кВ и $B = 1$ Тл. Видно, что для всех четырех комбинаций U и B пространственные распределения электронов существенно отличаются друг от друга. Так, через 100 пс после начала моделирования при $U = 150$ кВ и $B = 0,15$ Тл (Рис. 2-(а-I)) существенная доля электронов достигает анода. С течением времени все больше электронов попадают на анод, пока практически все моделируемые электроны не достигнут анода (за исключением термализованных электронов вблизи катода). Однако моделирование показывает, что уже при $B = 0,2$ Тл доля электронов, достигающих анода, существенно уменьшается, а при $B = 0,25$ Тл (Рис. 2-(б-I)) ни один из моделируемых электронов не достиг анода за время моделирования. Очевидно, это связано с уменьшением ларморовского радиуса электронов. В результате замагничивания скорость радиального дрейфа электронов уменьшается почти до нуля, и электроны остаются в пространстве между катодом и анодом. Чем выше B и меньше U , тем на меньшее расстояние от катода удаляются электроны за время моделирования. Дальнейшее увеличение B до 0,5 Тл и выше приводит к тому, что электроны оказываются не способны покинуть прикатодную область (см. Рис. 2-(в-I) и Рис. 2-(г-I)), и они движутся от усилителя электрического поля в аксиальном направлении (вдоль оси электродной системы). В результате при $B > 0,5$ Тл наиболее вероятная радиальная координата электронов мало отличается от радиальной координаты вершины кромки усилителя электрического поля – 13,5 мм (см. Рис. 1). Также на Рис. 2 для удобства интерпретации изображений на Рис. 2-(а-I), (б-I), (в-I), (г-I), приведены гистограммы распределений электронов по радиальной координате ((а-II), (б-II), (в-II), (г-II)) и по аксиальной координате ((а-III), (б-III), (в-III),

(г-III)) для значений U и B , соответствующих распределениям на Рис. 2-(а-I), (б-I), (в-I), (г-I). Видно, что распределения имеют выраженные максимумы. Так, на распределениях по аксиальной координате (Рис. 2-(а-III), (б-III), (в-III), (г-III)) на каждой гистограмме присутствует по два максимума, которые возникают из-за движения электронов вдоль силовых линий магнитного поля в аксиальном направлении в обе стороны от усилителя электрического поля (в данном случае максимумы вблизи $Z = 10$ мм игнорируются, так как они соответствуют термализованным электронам). Обнаружено, что данные максимумы смещаются в аксиальном направлении по мере моделирования. Это позволяет ввести характерную абсолютную скорость аксиального дрейфа электронов V_z при данных значениях U и B . Скорость V_z определялась по разности положений максимумов гистограмм распределений электронов по аксиальной координате для двух последовательных моментов времени в одном из направлений вдоль оси Oz . Скорость V_z выражалась в миллиметрах за 100 пс для удобства сравнения данной скорости с характерными параметрами субнаносекундных импульсов (см. раздел «3. Обсуждение результатов»). Результаты вычисления зависимости величины V_z от B при постоянном напряжении $U = 150$ кВ и от U при постоянной индукции $B = 1$ Тл приведены на Рис. 3-(а).

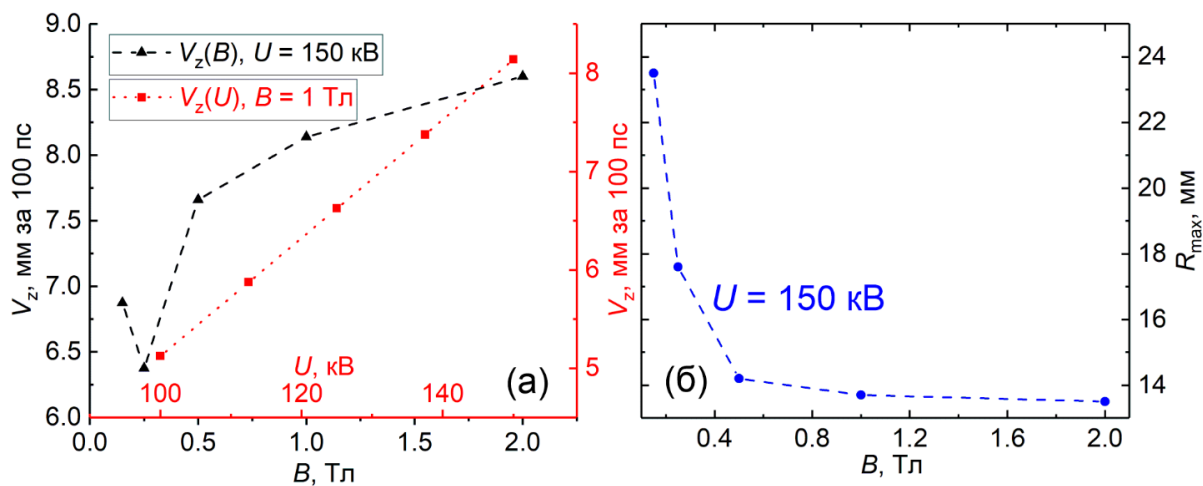


Рис. 3. (а) – зависимости скорости аксиального дрейфа электронов V_z от индукции магнитного поля B при постоянном напряжении 150 кВ и напряжения U при постоянной индукции 1 Тл; (б) – зависимость наиболее вероятной максимальной радиальной координаты электронов $R_{\max}$ от индукции магнитного поля B (здесь $U = 150$ кВ).

Видно, что V_z увеличивается как с ростом напряжения между электродами, так и с увеличением индукции магнитного поля. Причем на зависимости $V_z(B)$ наблюдается минимум в области $B = 0,25$ Тл ($V_z = 6,4$ мм/100 пс), объясняющийся, по всей видимости, сменой режима дрейфа электронов с радиального, обусловленного действием электрического поля, на аксиальный вдоль линий магнитного поля. Следует отметить, что если использовать другие подходы к определению смещений электронов вдоль Oz (например, рассматривать максимальное смещение вдоль оси на гистограмме, а не ее максимум), то минимум зависимости $V_z(B)$ может и отсутствовать, но характерный порядок величины скорости дрейфа остается тем же самым. С дальнейшим ростом B V_z монотонно увеличивается и при $B = 2$ Тл достигает 8,5 мм/100 пс. В свою очередь, зависимость $V_z(U)$ оказывается монотонно возрастающей на всем рассматриваемом диапазоне U от 100 кВ до 150 кВ, где V_z изменяется от ~5 мм/100 пс до ~8 мм/100 пс.

В качестве характеристики движения электронов в радиальном направлении удобно использовать максимальную радиальную координату $R_{\max}$, которую с наибольшей вероятностью могут иметь электроны при заданных значениях U и B . Данная величина определялась по положению максимумов распределений электронов по радиальной координате через 100 пс после начала моделирования (см. Рис. (а-II), (б-II), (в-II), (г-II)). Результаты оценки зависимости $R_{\max}$ от B при постоянном напряжении 150 кВ приведены на Рис. 3-(б). Видно, что с увеличением B выше 0,15 Тл наблюдается резкий спад зависимости $R_{\max}(B)$, и при $B > 0,5$ Тл электроны уже практически не покидают прикатодную область, то есть $R_{\max}$ оказывается близким к 13,5 мм, что соответствует радиальной координате вершины усилителя электрического поля, который служит источником электронов. То есть можно утверждать, что при $B > 0,5$ Тл радиальный дрейф электронов оказывается подавленным.

3. Обсуждение результатов

Представляет интерес обсудить результаты моделирования с точки зрения качественного описания различных сценариев нарушения электрической изоляции коаксиальной передающей линии с продольным (аксиальным) магнитным полем и усилителем электрического поля. Ранее процессы в такой линии были исследованы экспериментально в работе [3] при различных параметрах экспериментальной установки, прежде всего, при различных амплитудах субнаносекундного импульса и индукции магнитного поля.

Прежде всего, нужно отметить, что моделирование предсказывает, что при увеличении индукции магнитного поля выше 0,2 Тл резко падает до нуля число электронов, которые достигают анода за время моделирования. Данный результат хорошо согласуется с экспериментальными данными [3], согласно которым при $B > 0,15$ Тл ток УЭ не регистрировался даже при амплитуде падающего субнаносекундного импульса напряжения 150 кВ. Данный эффект объясняется тем, что при $B > 0,2$ Тл ларморовский радиус УЭ становится меньше величины зазора между катодом – усилителем электрического поля на внутреннем проводнике передающей линии – и анодом – внешним проводником передающей линии [3], – в результате радиальное движение УЭ оказывается подавленным. При $B < 0,2$ Тл, напротив, ларморовский радиус УЭ оказывается больше величины межэлектродного зазора, и УЭ достигают анода. Так как известно [13-18], что движение УЭ связано с продвижением плазмы – волны ионизации – в сторону анода, то можно ожидать, что в этом случае на достаточно большом промежутке времени (порядка наносекунд) в передающей линии будет наблюдаться завершённый пробой газового промежутка, стимулированный УЭ. Данный сценарий характерен для сильных электрических и слабых магнитных полей. Подробно данный сценарий рассматривался в работе [2].

При $B > 0,2$ Тл, когда ларморовский радиус электронов оказывается меньше межэлектродного зазора, должен реализовываться незавершённый пробой промежутка, так как радиальное движение УЭ и, следовательно, распространение анодонаправленной волны ионизации оказывается

затрудненным. Однако моделирование показывает (см. раздел «2. Результаты моделирования»), что в этом случае имеет место выраженный аксиальный дрейф УЭ со скоростью порядка единиц-десятков миллиметров за 100 пс. Аксиальное движение УЭ также должно вызывать аксиальное движение фронта волны ионизации, в результате в промежутке будет возникать аксиально расширяющееся цилиндрическое плазменное образование вокруг внутреннего проводника передающей линии. Причем радиальный размер плазменного образования должен быть сопоставим с введенной выше величиной $R_{\max}$, которая характеризует радиальное смещение УЭ в межэлектродном пространстве. Если допустить, что плазма будет иметь достаточно высокую плотность и потенциал, близкий к катодному, то появление плазмы должно приводить к резкому уменьшению волнового сопротивления передающей линии. Неоднородность волнового сопротивления должна способствовать отражению субнаносекундного импульса напряжения от области плазмообразования (импульс P_{r1} на Рис. 1, см. также [3]).

Сделаем оценки возможности реализации данного сценария. Анализ результатов моделирования показывает, что скорость аксиального дрейфа УЭ V_z при $U = 150$ кВ составляет ~ 8 мм/100 пс при $B = 0,5-2$ Тл (см. Рис. 3-(а)). С учетом того, что дрейф происходит в обоих направлениях относительно плоскости, в которой находится усилитель электрического поля, в качестве оценки скорости аксиального расширения плазмы можно принять величину $2V_z$, то есть ~ 16 мм/100 пс. Согласно данным экспериментальной работы [3], фронт субнаносекундного импульса напряжения амплитудой 150 кВ (по абсолютной величине) составлял ~ 200 пс по уровням 0,1-0,9 (см. Fig. 5-(b) в [3]). Расстояние, на которое распространяется волна в воздушнонаполненной линии за это время, составляет ~ 60 мм. При этом за 200 пс плазма должна расшириться в аксиальном направлении на ~ 32 мм. То есть можно ожидать, что за время порядка длительности фронта импульса протяженность плазменного образования окажется, по крайней мере, сопоставимой с расстоянием, которое проходит волна в линии за это время. Этого достаточно для того, чтобы неоднородность

волнового сопротивления линии начала оказывать влияние на распространение импульса в ней. При этом чем меньше магнитное поле, тем больше $R_{\max}$ и тем сильнее должно уменьшаться волновое сопротивление линии и тем выше должна быть амплитуда отраженного импульса P_{r1} (см. Рис. 1 и работу [3]). Уменьшение волнового сопротивления в момент воздействия субнаносекундного импульса должно приводить не только к отражению импульса от области изменения волнового сопротивления вблизи усилителя электрического поля, но и к изменению полярности отраженного импульса относительно полярности падающего P_{in} . По всей видимости, именно этот сценарий реализовывался в экспериментах [3] (см. Fig. 4-(a) в [3]) при амплитуде падающего импульса 150 кВ и толщине усилителя 0,3 мм (как и в настоящей работе). Нужно отметить, что эффект уменьшения волнового сопротивления линии в данном случае является неустранимым, так как даже в сильных магнитных полях >1 Тл $R_{\max}$ не может стать меньше высоты усилителя над внутренним проводником линии и, следовательно, скачок волнового сопротивления будет всегда иметь место. Так, в эксперименте [3] импульс P_{r1} обратной полярности, отраженный от области вблизи усилителя, наблюдался даже при $B = 2,4$ Тл, хотя его амплитуда уменьшилась по сравнению со случаями $B = 0$ Тл и $B = 0,5$ Тл из-за уменьшения $R_{\max}$ и уменьшения скачка волнового сопротивления.

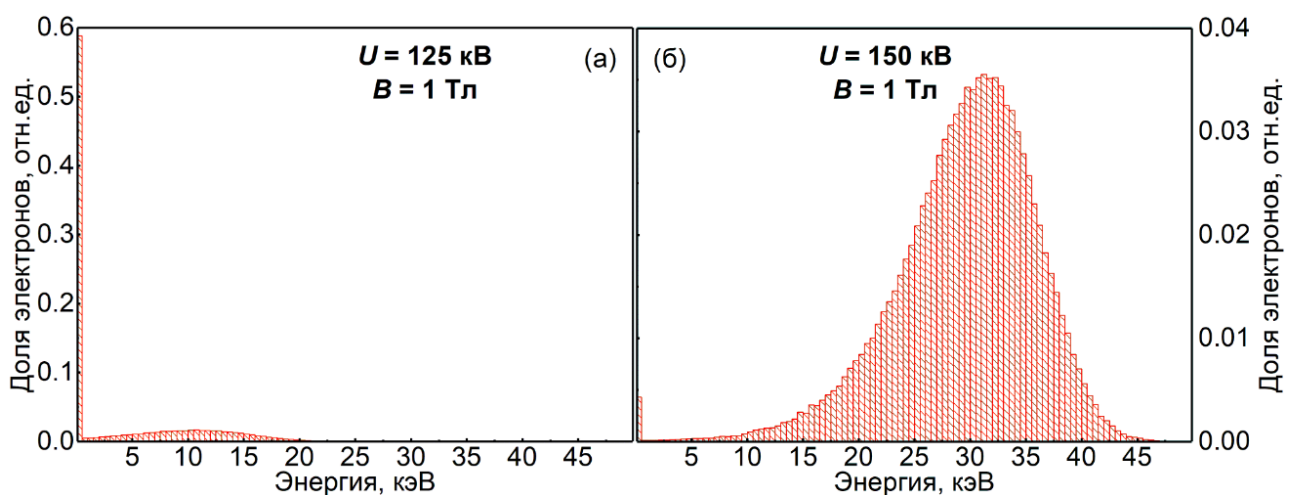


Рис. 4. Нормированные на единицу распределения электронов по энергиям через 100 пс после начала моделирования для случаев: (а) – $U = 125$ кВ, (б) – $U = 150$ кВ. В обоих случаях $B = 1$ Тл.

Помимо высокой скорости аксиального расширения плазмы, необходимым условием заметного уменьшения волнового сопротивления линии и отражения падающего импульса от области вблизи усилителя поля является достижение высоких скоростей роста плотности и проводимости плазмы за время воздействия падающего импульса, что обеспечивается достаточно большим числом сгенерированных УЭ и высокой скоростью размножения вторичных частиц. Очевидно, что число УЭ напрямую зависит от величины напряженности электрического поля вблизи усилителя и, следовательно, от амплитуды импульса напряжения. Кроме того, скорость размножения вторичных «тепловых» электронов также прямо зависит от напряженности электрического поля. Анализ результатов моделирования показывает, что вероятность того, что электрон, сгенерированный вблизи кромки усилителя электрического поля, перейдет в режим непрерывного ускорения, оказывается намного выше для $U = 150$ кВ по сравнению со случаем $U = 125$ кВ. На Рис. 4 представлено сравнение рассчитанных распределений электронов по энергиям через 100 пс после начала моделирования для $U = 125$ кВ (Рис. 4-(а)) и $U = 150$ кВ (Рис. 4-(б)). Распределения нормированы на единицу. Видно, что при $U = 125$ кВ в электронном ансамбле наблюдается большое число термализованных частиц с энергиями меньше 1 кэВ. В свою очередь, при $U = 150$ кВ подавляющее число электронов имеет энергию порядка 30 кэВ, а доля термализованных частиц с энергией меньше 1 кэВ незначительна. Фактически, исходя из распределений на Рис. 4, доля термализованных электронов при $U = 150$ кВ составила около 1% от моделируемого электронного ансамбля, в то время как при $U = 125$ кВ – почти 60%. Аналогично, на Рис. 2-(г) на пространственных распределениях электронов для $U = 100$ кВ выделяется большая группа термализованных электронов вблизи кромки усилителя поля. Поэтому разумно ожидать, что субнаносекундный импульс амплитудой 150 кВ будет обеспечивать существенно большую плотность прикатодной плазмы, чем импульс амплитудой 125 кВ. По всей видимости, именно высокая скорость роста плотности плазмы и скорость ее аксиального расширения обеспечивают в

эксперименте отражение падающего субнаносекундного импульса от области вблизи усилителя электрического поля и смену полярности отраженного импульса, то есть реализацию сценария, описанного выше.

При уменьшении амплитуды импульса P_{in} из-за уменьшения плотности прикатодной плазмы и скорости ее расширения импульс P_{r1} , отраженный от области вблизи усилителя электрического поля, может исчезнуть, если плазма оказывается не способна существенно исказить волновое сопротивление линии. По всей видимости, этот сценарий реализовывался в экспериментах [3] при амплитуде падающего импульса 125 кВ (см. Fig. 4-(b) в [3]). Однако в этом случае наблюдалось заметное уменьшение амплитуды импульса P_{r2} , отраженного от короткозамкнутого конца передающей линии, по сравнению со случаем, когда усилитель электрического поля отсутствовал. Уменьшение амплитуды отраженного импульса P_{r2} в данном случае, по всей видимости, связано с потерями энергии импульса на плазмообразование и на формирование импульса P_{r3} (см. Рис. 1), то есть на отражение части импульса, отраженного от короткозамкнутого конца линии, от области вблизи усилителя поля из-за искажения волнового сопротивления линии в момент прохождения отраженного импульса P_{r2} через область вблизи усилителя. По всей видимости, данный сценарий характерен для ситуации, когда амплитуда импульса P_{in} оказывается не достаточной для генерации плотной прикатодной плазмы и реализации описанного выше сценария отражения падающего импульса от области плазмообразования при $U = 150$ кВ.

Нужно отметить, что представленные рассуждения являются сугубо качественными. Для более детального анализа процессов в описанных коаксиальных линиях необходимо построение существенно более сложных моделей, позволяющих оценить параметры прикатодной плазмы для различных величин U и B . Тем не менее, полученные результаты моделирования и проведенные на их основе рассуждения достаточно убедительно объясняют закономерности, наблюдавшиеся в эксперименте [3], что позволяет использовать

модель для интерпретации некоторых экспериментов по пробой коаксиальных воздушнонаполненных трактов с аксиальным магнитным полем.

Заключение

В рамках 2D-3V кинетической модели Монте-Карло проведено численное исследование распространения убегающих электронов (УЭ) в коаксиальном зазоре, представляющем собой отрезок передающей линии с волновым сопротивлением 45 Ом. На внутреннем проводнике линии предполагалось наличие дискового усилителя электрического поля толщиной 0,3 мм и выступающего над поверхностью внутреннего проводника на 2,5 мм при радиальной величине зазора линии 12,5 мм. Напряжение на линии задавалось в диапазоне 100-150 кВ. Кроме того, в линии предполагалось наличие однородного аксиального магнитного поля с индукцией в диапазоне 0,15-2 Тл. Данная постановка задачи была близка к системе, исследованной ранее в экспериментальной работе [3]. В результате моделирования обнаружено, что в рассматриваемой системе радиальное движение УЭ оказывается подавленным уже при индукции магнитного поля $\geq 0,2$ Тл. Данный вывод согласуется с результатами экспериментальной работы [3], где ток убегающих электронов не регистрировался при индукции магнитного поля выше 0,15 Тл. Кроме того, показано, что при индукции магнитного поля больше 0,25 Тл наблюдается выраженный аксиальный дрейф УЭ со скоростью около 8 мм/100 пс. При этом скорость аксиального дрейфа уменьшается как с уменьшением индукции магнитного поля, так и с уменьшением напряжения на линии. При этом вероятность термализации электронов, появившихся вблизи кромки усилителя электрического поля, возрастает с ~1% до ~60% при соответствующем уменьшении напряжения на линии со 150 кВ до 125 кВ.

На основании результатов моделирования предложено качественное описание трех сценариев нарушения электрической прочности коаксиального промежутка с усилителем электрического поля. Первый сценарий будет реализовываться в ситуации, когда ларморовский радиус УЭ будет больше

величины зазора между проводниками передающей линии. В этом случае прохождение пучка УЭ будет способствовать распространению анодонаправленной волны ионизации и приведет к завершению пробоя линии. В рамках рассмотренной геометрии электродов данный сценарий характерен в случае, если индукция аксиального магнитного поля меньше 0,2 Тл.

В рамках второго и третьего сценариев предполагается, что при индукции магнитного поля больше 0,2 Тл ларморовский радиус УЭ будет меньше величины зазора в линии. В этом случае в зазоре ожидается формирование цилиндрической плазменной области, расширяющейся аксиально со скоростью около 16 мм/100 пс (удвоенная скорость аксиального дрейфа УЭ). Радиальный размер этой области будет определяться ларморовским радиусом УЭ, поэтому он будет уменьшаться с увеличением индукции магнитного поля. При этом в рамках второго сценария, если напряжение на электродах достаточно велико, то за счет интенсивного перехода электронов вблизи усилителя электрического поля в режим непрерывного ускорения и размножения вторичных электронов плотность аксиально расширяющейся плазмы может оказаться такой, что ее появление приведет к резкому уменьшению волнового сопротивления линии. В результате будет наблюдаться отражение падающего субнаносекундного импульса напряжения от области плазмообразования со сменой полярности импульса и уменьшением его амплитуды. Причем чем выше индукция аксиального магнитного поля, тем меньшее влияние плазма окажет на величину волнового сопротивления и тем меньше будет амплитуда отраженного импульса. Однако можно ожидать, что из-за наличия усилителя электрического поля, ограничивающего минимальный радиальный размер плазменной области, полностью подавить данный эффект не удастся даже в очень сильных магнитных полях порядка единиц-десятков тесла.

В рамках третьего сценария предполагается, что если амплитуда субнаносекундного высоковольтного импульса оказывается недостаточной для формирования плотной плазмы вблизи усилителя поля, то, в отличие от второго сценария, отражения падающего импульса от области плазмообразования не

будет происходить. Однако при этом будет наблюдаться уменьшение амплитуды импульса, отраженного от короткозамкнутого конца передающей линии [3]. Причиной уменьшения амплитуды отраженного импульса в этом случае будут потери энергии импульса на плазмообразование, а также возможное повторное отражение импульса от области плазмообразования.

Несмотря на сугубо качественный характер приведенных рассуждений, полученные результаты моделирования позволяют достаточно убедительно объяснить закономерности, наблюдавшиеся в эксперименте [3]. Это позволяет использовать разработанную численную модель для интерпретации некоторых экспериментальных результатов по развитию пробоя коаксиальных воздушнонаполненных трактов с аксиальным магнитным полем.

Финансирование: Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

Литература

1. Babich L.P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: Theory, experiment, and natural phenomena. – Futurepast Incorporated, 2003.
2. 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>
3. Mesyats G.A. et al. Subnanosecond breakdown of air-insulated coaxial line initiated by runaway electrons in the presence of a strong axial magnetic field. // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. – 2021. – V. 2064. – P. 012003. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2064/1/012003>
4. Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics via computer simulation. – CRC press, 2018. – 504 p. <https://doi.org/10.1201/9781315275048>

5. Lin S.L., Bardsley J.N. The null-event method in computer simulation. // Computer Physics Communications. – 1978. – V. 15. – № 3-4. – P. 161-163.
[https://doi.org/10.1016/0010-4655\(78\)90090-5](https://doi.org/10.1016/0010-4655(78)90090-5)
6. Itikawa Y. Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules. // Journal of physical and chemical reference data. – 2006. – V. 35. – № 1. – P. 31-53.
<https://doi.org/10.1063/1.1937426>
7. Shyn T.W., Stolarski R.S., Carignan G.R. Angular distribution of electrons elastically scattered from N₂ // Physical Review A. – 1972. – V. 6. – № 3. – P. 1002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.6.1002>
8. DuBois R.D., Rudd M.E. Differential cross sections for elastic scattering of electrons from argon, neon, nitrogen and carbon monoxide. // Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics. – 1976. – V. 9. – № 15. – P. 2657.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/9/15/016>
9. Phelps A.V., Pitchford L.C. Anisotropic scattering of electrons by N₂ and its effect on electron transport. // Physical Review A. – 1985. – V. 31. – № 5. – P. 2932.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.31.2932>
10. Opal C.B., Peterson W.K., Beaty E.C. Measurements of secondary-electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases. // J. Chem. Phys. – 1971. – V. 55. – P. 4100-4106. <https://doi.org/10.1063/1.1676707>
11. Mamontov Y.I., Zubarev N.M., Uimanov I.V. Anisotropy of the runaway electron generation process in strongly inhomogeneous electric fields. // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2021. – V. 49. – № 9. – P. 2589-2598.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3082693>
12. 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. – V. 32. – № 5. – P. 053502.
<https://doi.org/10.1063/5.0273887>
13. 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>

14. Mamontov Y.I., Lisenkov V.V. Features of the electron avalanche formation process in a strongly inhomogeneous electric field under high overvoltages. // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. – 2021. – V. 2064. – № 1. – P. 012020. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2064/1/012020>
15. Shklyayev V.A., Belomytsev S.Y., Ryzhov V.V. Simulation of the formation of a runaway electron beam in an overvolted gas gap breakdown. // Journal of Applied Physics. – 2012. – V. 112. – № 11. – P. 113303. <https://doi.org/10.1063/1.4768912>
16. Tarasenko V. Runaway electrons in diffuse gas discharges. // Plasma Sources Science and Technology. – 2020. – V. 29. – № 3. – P. 034001. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5c57>
17. Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Mamontov Y.I. Streak investigations of the dynamics of subnanosecond discharge developing in nitrogen at a pressure of 6 atm with the participation of runaway electrons. // Plasma Sources Science and Technology. – 2021. – V. 30. – № 7. – P. 075021. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abf31f>
18. Mesyats G.A., Yalandin M.I. Nanosecond volume discharge in air initiated by a picosecond runaway electron beam. // Physics-Uspekhi. – 2019. – V. 62. – № 7. – P. 699. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.06.038354>

Для цитирования:

Зубарев Н.М., Мамонтов Ю.И., Яландин М.И. Кинетика радиального потока убегающих электронов в поперечном магнитном поле. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.22>