

Численное исследование параметров пучка убегающих электронов в газовом диоде атмосферного давления с горячим каналом

© В.В. Лисенков,^{1,2} В.А. Шкляев^{3,4}

¹ Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
620083 Екатеринбург, Россия
e-mail: lisenkov@ier.uran.ru

³ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия

⁴ Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634055 Томск, Россия
e-mail: shklyaev@to.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2013 г. В окончательной редакции 30 мая 2014 г.)

Проведено численное исследование процесса генерации быстрых электронов в неоднородной среде, состоящей из горячего канала (искровой канал, лазерный факел и т.п.), окруженного воздухом при нормальных условиях. Используемая модель позволяла производить согласованный расчет формирования субнаносекундного газового разряда и генерации ускоренных электронов в таких условиях. Показана возможность получения импульсов тока быстрых электронов с амплитудой сотни ампер и длительностью более 100 ps. Исследовано влияние воздушного зазора и внешнего магнитного поля на характеристики генерируемого пучка.

Введение

Получение пучков убегающих электронов в газах высокого давления, в частности в воздухе, является одной из наиболее интересных задач физики газового разряда. Данная задача может иметь ряд практических приложений. Во-первых, это создание электронных ускорителей без фольги, разделяющей вакуумный и газовый объемы, которая является „слабым местом“ ускорителей. Во-вторых, это получение электронных пучков пикосекундной длительности [1].

Эффект непрерывного ускорения электронов в газовой среде высокого давления был обнаружен более 40 лет назад [2]. В общем и целом состояние дел в данной области достаточно подробно описано в обзорах [3,4]. Однако результаты последних работ [1,5–10] внесли ряд уточнений. Стало ясно, что генерируемый импульс тока быстрых электронов имеет амплитуду ~ 1 А и длительность < 100 ps. Энергия электронов при этом сопоставима с прикладываемым напряжением, т.е. составляет величину ~ 100 keV.

Столь малая величина тока быстрых электронов по сравнению с ускорителями на основе вакуумного диода обусловлена низкой эффективностью перехода электронов в режим убегания. Поэтому основные усилия исследователей направлены на повышение эффективности этого процесса как необходимого условия получения мощных пучков быстрых электронов. Традиционным путем решения данной задачи является использование катодов специальной формы [7–10]. Кроме того, в работах [11,12] показана возможность генерации убегающих электронов в поле формирующегося катодного слоя,

в том числе при давлениях выше атмосферного [13]. В этих случаях эффективность генерации быстрых электронов повышается за счет создания в газонаполненном диоде областей усиленного электрического поля.

Однако хорошо известно, что эффективность перехода электронов в режим непрерывного ускорения является функцией приведенной напряженности поля, т.е. соотношения E/N (E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул газовой среды). На наш взгляд, эффективно увеличить соотношение E/N можно, не увеличивая E , как это делается традиционно, а уменьшая N . Для этого необходимо создать около катода высокотемпературную разряженную область. Это может быть, например, лазерный факел или искровой канал, закончивший свое тепловое расширение и восстановивший свою электрическую прочность благодаря рекомбинации. Нейтральные частицы при выравнивании давления в таком горячем канале с окружающей средой будут распределены в соответствии с соотношением $p_{\text{atm}} = NkT$, где p_{atm} — атмосферное давление, N — концентрация нейтральных частиц, k — постоянная Больцмана, T — температура. Подчеркнем, что концентрация нейтральных частиц в горячем канале обратно пропорциональна его температуре. Поскольку, например, в режиме развитого испарения температура в лазерном факеле близка к температуре кипения материала мишени [14] и составляет тысячи градусов, а в режиме оптического пробоя — десятки тысяч градусов [15], то концентрация нейтральных частиц в горячем канале может быть на 1–2 порядка ниже концентрации молекул в воздухе при комнатной температуре. Таким образом,

не увеличивая E , можно повысить соотношение E/N на 1–2 порядка.

Следует отметить, что на возможность получения убегающих электронов в разреженной области искрового канала было впервые указано в работе [16] и проведены качественные аналитические оценки. Экспериментально подобный подход был реализован в работе [17], где разреженная область создавалась дуговым разрядом длительностью ~ 1 ms. К сожалению, присутствие пучка быстрых электронов в данном эксперименте регистрировалось по косвенным признакам (рентгеновскому и СВЧ-излучению), поэтому достоверно определить какие-либо параметры полученного пучка не представляется возможным.

В работе [18] были проделаны расчеты формирования разряда и генерации убегающих электронов в системе горячий канал–воздух с помощью одномерной модели. Результаты показали возможность получения в такой системе пучков ускоренных электронов с током до 1 кА, длительностью ~ 100 ps и средней энергией примерно $(2/3)eU$ (где U — ускоряющее напряжение). Однако одномерная модель не учитывает реальной геометрии горячего канала, поэтому такие расчеты носят характер оценочных и, безусловно, нуждаются в уточнении.

Таким образом, целью настоящей работы является численное исследование процесса генерации ускоренных электронов в газовом диоде атмосферного давления, содержащем неоднородность в виде горячего канала с использованием двумерной модели.

Предварительные результаты подобных расчетов были опубликованы нами ранее в кратком сообщении [19]. В настоящей работе приводится более подробное изложение полученных результатов.

1. Описание модели

Нами был использован известный программный пакет ХООРИС [20], ранее уже применявшийся для моделирования формирования субнаносекундных газовых разрядов и генерации ускоренных электронов [21]. В основе пакета лежит метод крупных частиц, который используется для моделирования движения заряженных частиц под действием внешних и собственных электромагнитных полей. Для расчета электромагнитных полей в этом коде используется метод конечных разностей. Для моделирования взаимодействия заряженных частиц с газом используется метод Монте-Карло (модель индивидуальных столкновений). В программе на каждом шаге по времени для всего ансамбля частиц с учетом их функции распределения при помощи генератора случайных чисел и базы данных по сечениям процессов разыгрывается тот или иной тип взаимодействия: упругое рассеяние, возбуждение или ионизация. Пакет использует двумерное осесимметричное приближение.

Тестирование работы кода проводилось на ряде задач сильноточной электроники и физики газового разряда,

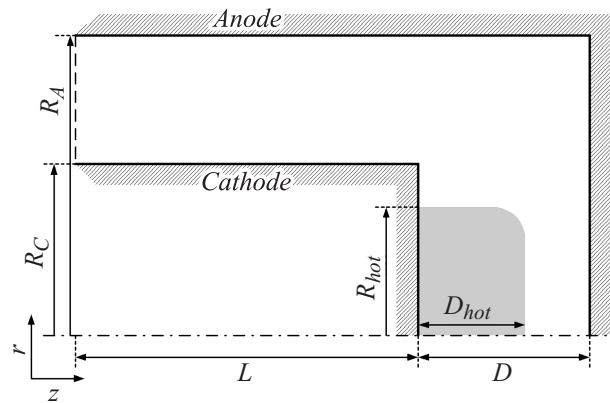


Рис. 1. Геометрия задачи. Горячая область выделена серым цветом.

имеющих аналитическое либо приближенное решение. К таким задачам относились: коаксиальный диод с магнитной изоляцией, виртуальный катод, „сжатое“ состояние электронного пучка в двухсекционном канале транспортировки, развитие электронной лавины в газе при умеренных приведенных полях. Кроме того, данный код был использован для решения задачи о формировании пучка убегающих электронов в диоде с сильно неоднородным электрическим полем, заполненным азотом атмосферного давления [21]. Результаты моделирования с использованием кода ХООРИС хорошо согласуются как с результатами моделирования с использованием узконаправленного кода TRACKS [22], так и с результатами экспериментов [1].

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Моделировалась передающая линия длиной $L = 1.3$ см, на один конец которой подавался импульс напряжения с длительностью фронта 100 ps. На другом конце линии располагался диод с межэлектродным расстоянием $D = 3–10$ мм, наполненный азотом при комнатной температуре и атмосферном давлении. Выбор длины передающей линии, существенно большей по сравнению с межэлектродным расстоянием диода, был обусловлен тем, чтобы время прохождения волны по линии было больше времени протекания интересующих нас процессов в диоде. Это позволило избежать излишних осложнений, вызываемых волновыми процессами в линии. Радиусы катода (R_C) и анода (R_A) в различных вариантах менялись в пределах $R_C = 2.5–4.5$ мм и $R_A = 7.5–10$ мм соответственно.

Начиная с катода, вдоль оси линии располагалась нагретая область газа с температурой 3000 К, числовая плотность нейтральных частиц в которой была соответственно на порядок ниже, чем в остальном промежутке. Длина горячей области (D_{hot}) варьировалась в пределах 2–5 мм, а ее радиус (R_{hot}) соответственно 2.5–4.5 мм. На рис. 1 горячая область выделена серым цветом. Для упрощения задачи эмиссия электронов с катода предполагалась „свободной“, т. е. равенство нулю

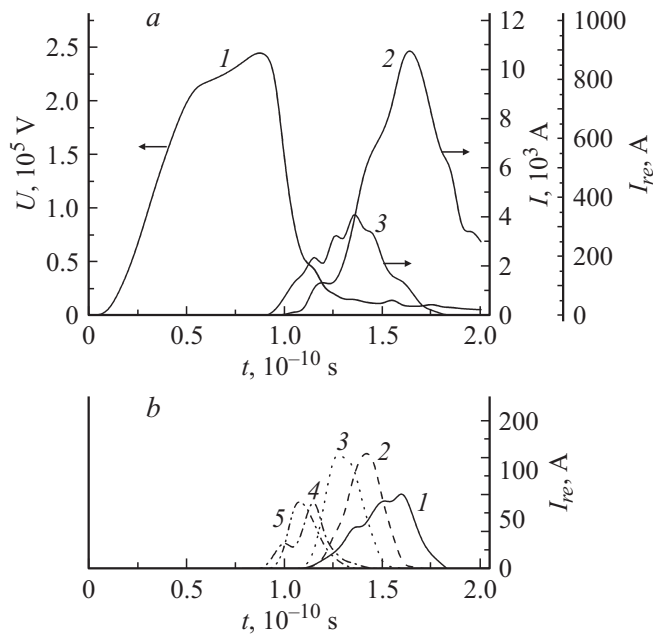


Рис. 2. Динамика напряжения и токов для длины воздушного зазора 1 мм. *a*) 1 — напряжение на промежутке (U), 2 — ток медленных электронов на аноде (разрядный ток) (I), 3 — суммарный ток быстрых электронов (I_{re}). *b*) динамика энергетического спектра, т.е. токи быстрых электронов в различных энергетических диапазонах. 1 — 8–20, 2 — 20–50, 3 — 50–100, 4 — 100–150, 5 — более 150 keV.

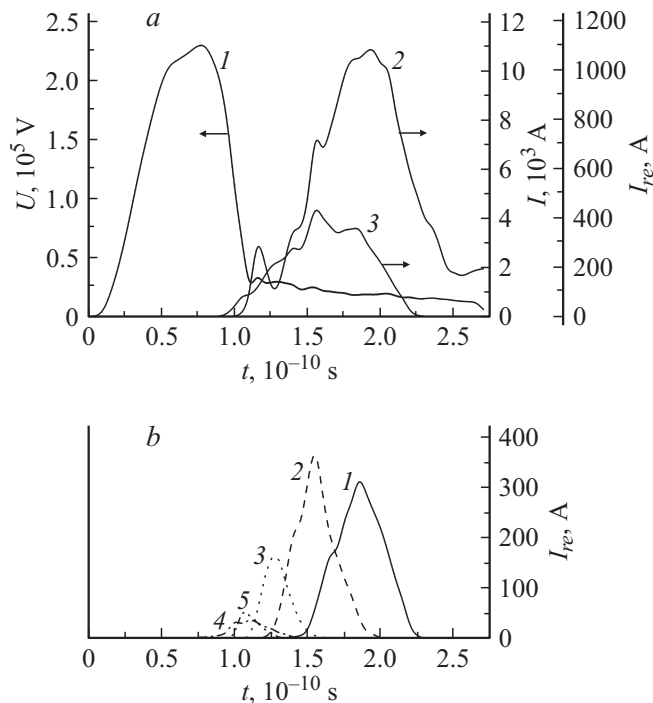


Рис. 3. Динамика напряжения и токов для длины воздушного зазора 4 мм. *a*) 1 — напряжение на промежутке (U), 2 — ток медленных электронов на аноде (разрядный ток) (I), 3 — суммарный ток быстрых электронов (I_{re}). *b*) динамика энергетического спектра, т.е. токи быстрых электронов в различных энергетических диапазонах. 1 — 8–20, 2 — 20–50, 3 — 50–100, 4 — 100–150, 5 — более 150 keV.

работы выхода электрона. Данное упрощение оправдано тем, что при формировании горячей области, будь то лазерный факел или искровой канал, катод подвергается интенсивному нагреву и обладает достаточно высокой температурой, чтобы обеспечить большие термоэмиссионные токи.

2. Результаты расчетов

2.1. Влияние воздушного зазора

На рис. 2 и 3, *a* приведены расчетные осциллограммы напряжений, анодных токов разряда и полных токов быстрых электронов для $D = 3$ мм и $D = 6$ мм соответственно. Величина D_{hot} в обоих случаях была постоянной и равной 2 мм, поэтому D варьировалось за счет изменения длины воздушного зазора. В первом случае она составляла 1 мм, а во втором случае 4 мм. На тех же рисунках под буквой *b* приведена динамика энергетического спектра электронов для соответствующих случа-

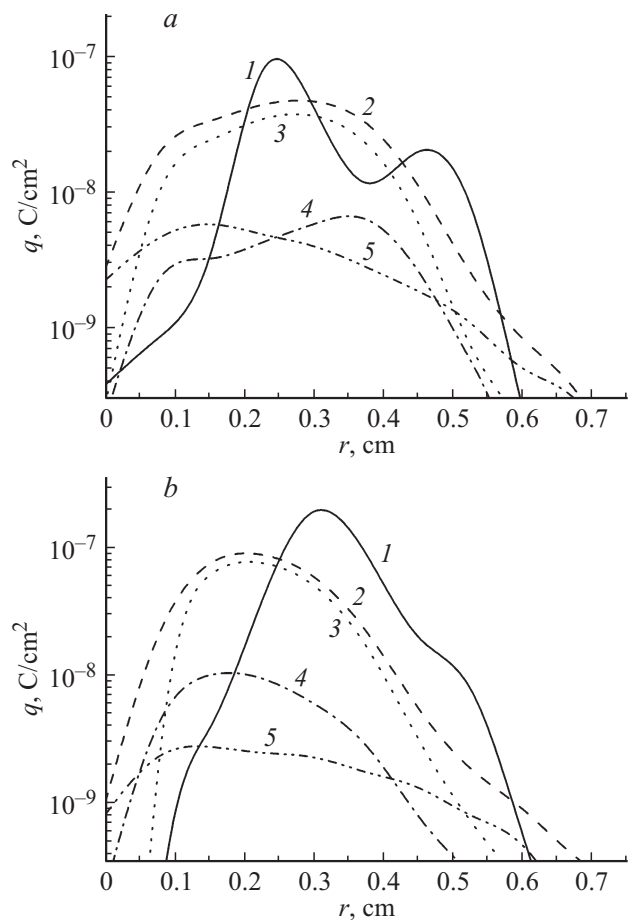


Рис. 4. Радиальные распределения электронов для воздушного зазора 1 (*a*) и 4 мм (*b*) в единицах плотности заряда (C/cm^2). Плотность заряда медленных (плазменных) электронов на обоих рисунках (кривая 1) уменьшена в 10 раз. 2 — суммарное распределение быстрых электронов, 3 — 5–50, 4 — 50–100, 5 — 100–250 keV.

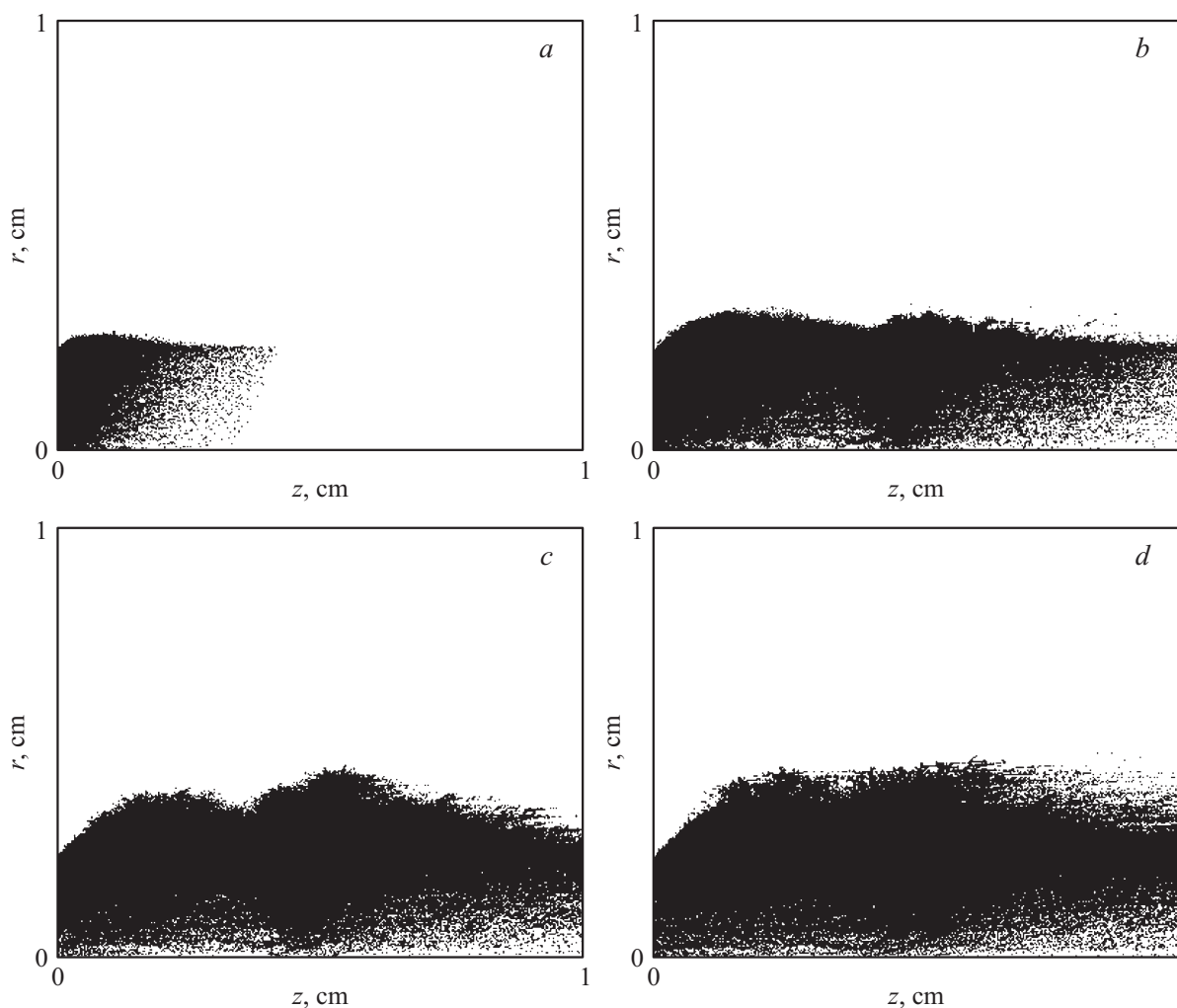


Рис. 5. Фазовые портреты электронов в координатах (z, r) при наличии внешнего магнитного поля 1, соответствующие различным моментам времени, ps: *a* — 70, *b* — 110, *c* — 150, *d* — 200.

ев. Характерной особенностью полученных результатов является то, что импульс анодного тока проходит позже спада импульса напряжения. Данный факт объясняется тем, что в промежутке не устанавливается квазистационарное распределение электрического поля, характерного для более длинных импульсов (более 10^{-8} s). Это становится понятным, если оценить время пробега электромагнитной волны — межэлектродное расстояние. Оно примерно равно 20 ps, что вполне сопоставимо с характерными временами на осциллограммах. Поэтому получается, что электроны, еще не достигнув анода, уже влияют на динамику электромагнитного поля, как в зазоре, так и в формирующей линии. Этим влиянием как раз и обусловлено падение напряжения на зазоре.

Видно, что в обоих случаях соотношение между амплитудами импульсов тока медленных и быстрых электронов составляет примерно 30:1. Значения этих амплитуд тоже достаточно близки — ≈ 12 kA для медленных и ≈ 400 A для быстрых электронов. Длительности импульсов токов быстрых электронов несколько

различаются. Для воздушного зазора 1 mm она чуть меньше 100 ps, а для зазора 4 mm — почти 150 ps. В обоих случаях также заметна пиковая структура импульса тока быстрых электронов. Вызвано это тем, что данный импульс состоит из последовательности импульсов тока электронов разных энергий (рис. 2 и 3, *b*). В начале поток быстрых электронов состоит из частиц с энергией более 100 keV (кривые 4 и 5), т.е. сопоставимых с амплитудой импульса напряжения. Они генерируются в начале горячей области (около катода) и поэтому успевают ускориться, пройдя весь межэлектродный промежуток в области сильного электрического поля. Далее наступает максимум импульса тока электронов с энергиями в диапазоне 50–100 keV (кривая 3). Они генерируются также в горячей области, но несколько позже по времени и дальше от катода, поэтому они уже не успевают набрать полную энергию ускоряющего напряжения. Еще позже, уже на спаде импульса напряжения на границе горячей области и частично в холодном газе происходит генерация элек-

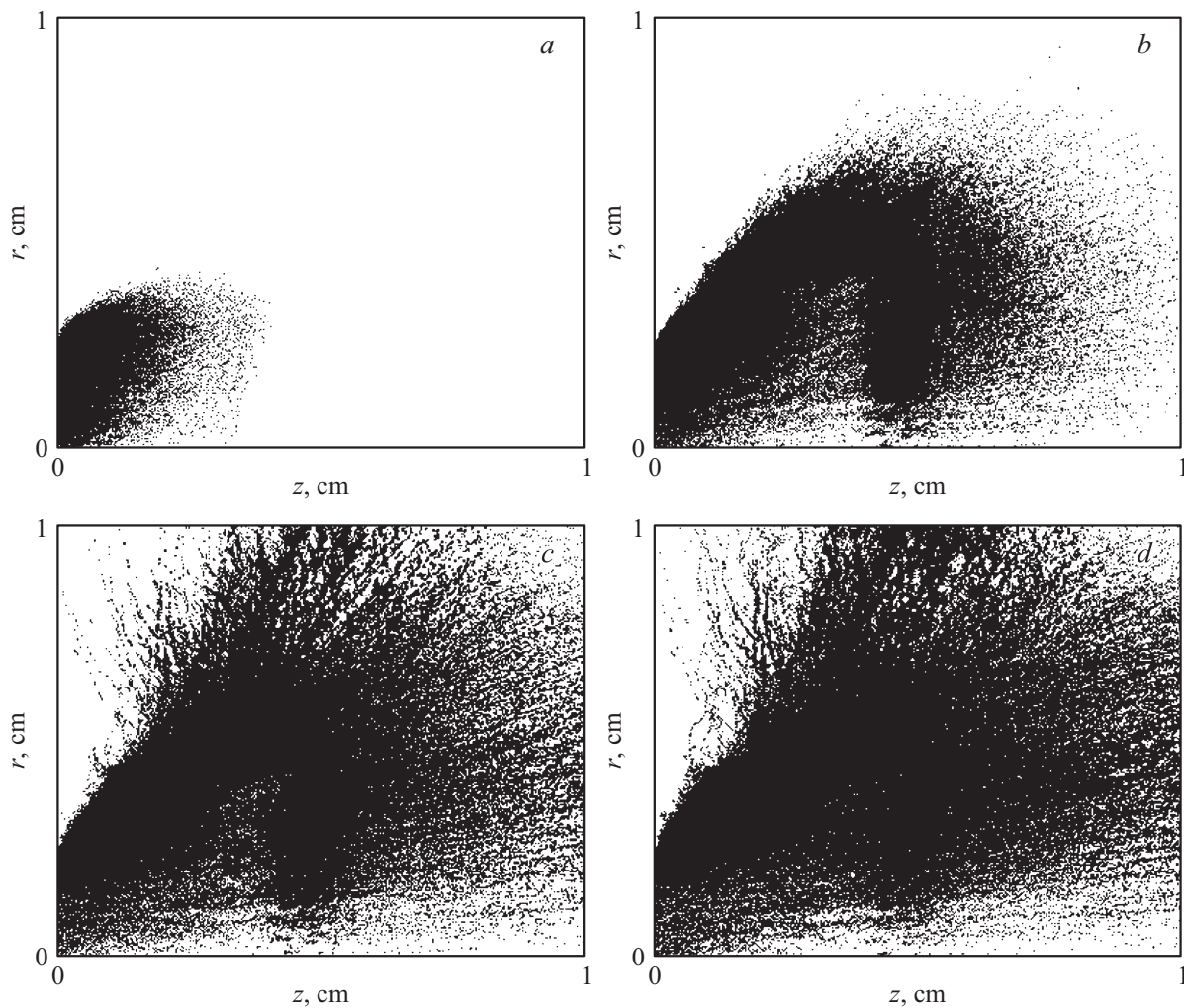


Рис. 6. Фазовые портреты электронов в координатах (z, r) в отсутствие внешнего магнитного поля, соответствующие различным моментам времени, ps: $a - 70$, $b - 110$, $c - 150$, $d - 200$.

тронов с энергиями в диапазонах 20–50 (кривая 2) и 8–20 keV (кривая 1).

Поскольку к этому моменту концентрация медленных электронов достигает максимальных значений, то амплитуды импульсов тока электронов данных энергий имеют наибольшее значение относительно электронов более высоких энергий. Причем для воздушного зазора 4 mm эта тенденция проявляется более ярко. Если для воздушного зазора 1 mm соотношение амплитуд токов убегающих электронов низких энергий (8–50 keV) и высоких энергий (100–250 keV) примерно 1.2–1.7, то данное соотношение для воздушного зазора 4 mm лежит в диапазоне 4–5. Кроме того, импульсы токов электронов высоких и низких энергий больше разнесены по времени для более длинного воздушного зазора, что объясняется дополнительным временем, необходимым для его прохождения.

Плазменные (медленные) электроны, находящиеся на переднем фронте искрового канала,двигающегося к аноду, искажают электрическое поле в промежутке,

формируя области усиления электрического поля, где происходят генерация и эффективное ускорение убегающих электронов. Поэтому, как только эти электроны достигают анода, генерация и ускорение убегающих электронов прекращается, и максимум тока медленных электронов соответствует спаду тока быстрых электронов. Как только весь избыточный заряд с фронта плазменного канала полностью стекает на анод, импульс тока разряда (медленных электронов) спадает до значения, определяемого соотношением сопротивления плазменного канала и волнового сопротивления линии. Далее происходит длительный (по сравнению с рассмотренным интервалом времени) разряд линии. Импульс тока быстрых электронов к тому времени уже завершился.

На рис. 4 представлено радиальное распределение электронов, прошедших через плоскость анода. Распределение построено в единицах поверхностной плотности заряда (C/cm^2). Применительно к быстрым электронам данная величина имеет следующий физический смысл.

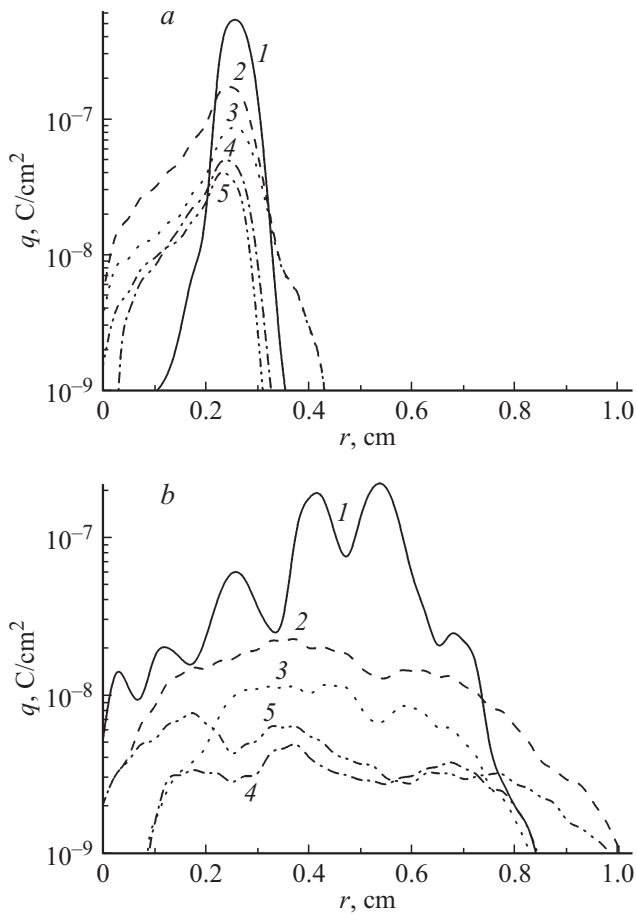


Рис. 7. Радиальные распределения электронов на аноде при наличии (а) и отсутствии (б) внешнего магнитного поля. Распределения построены в единицах плотности заряда (C/cm^2). 1 — медленные (плазменные) электроны, 2 — суммарное распределение быстрых электронов, 3 — 5–50, 4 — 50–100, 5 — 100–250 keV.

Дело в том, что для визуализации пучка быстрых электронов удобно использовать люминофор. Поскольку длительность импульса тока убегающих электронов (< 100 ps) много меньше характерного времени высвечивания люминофора ($1-1000 \mu s$), то интенсивность свечения люминофора будет возрастающей функцией от поверхностной плотности попавшего на него заряда. Распределение медленных электронов приведено на этом рисунке в тех же единицах для удобства сравнения, причем на графике приведена величина плотности заряда, деленная на 10. Из рисунков видно, что качественных различий в радиальном распределении быстрых электронов для воздушных зазоров 1 и 4 mm нет, хотя некоторые количественные различия имеются. В обоих случаях в зависимости от чувствительности люминофора след пучка быстрых электронов будет иметь форму размытого круга радиусом в пределах 4–7 mm со спадом интенсивности в центре. Для воздушного зазора 4 mm спад в центре будет больше.

Таким образом, величина воздушного зазора оказывает заметное влияние на длительность импульса тока быстрых электронов и на динамику его энергетического спектра. На радиальное распределение быстрых электронов величина воздушного зазора существенного влияния не оказывает.

2.2. Влияние магнитного поля

Известно, что для компенсации электростатического расталкивания электронного пучка можно использовать внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси пучка.

Нами было исследовано влияние внешнего магнитного поля на характеристики пучка убегающих электронов и разряда в целом. Рассмотрим это влияние на примере со следующими параметрами: $R_C = R_{hot} = 4.5$ mm, $R_A = 10$ mm, $D_{hot} = 5$ mm, $D = 10$ mm. Эта система в одном случае помещалась во внешнее магнитное поле с индукцией 1 Т, направленное вдоль оси z , а в другом — нет.

На рис. 5 и 6 приведены фазовые портреты электронов в координатах радиус–ось z в различные моменты времени при наличии и отсутствии внешнего магнитного

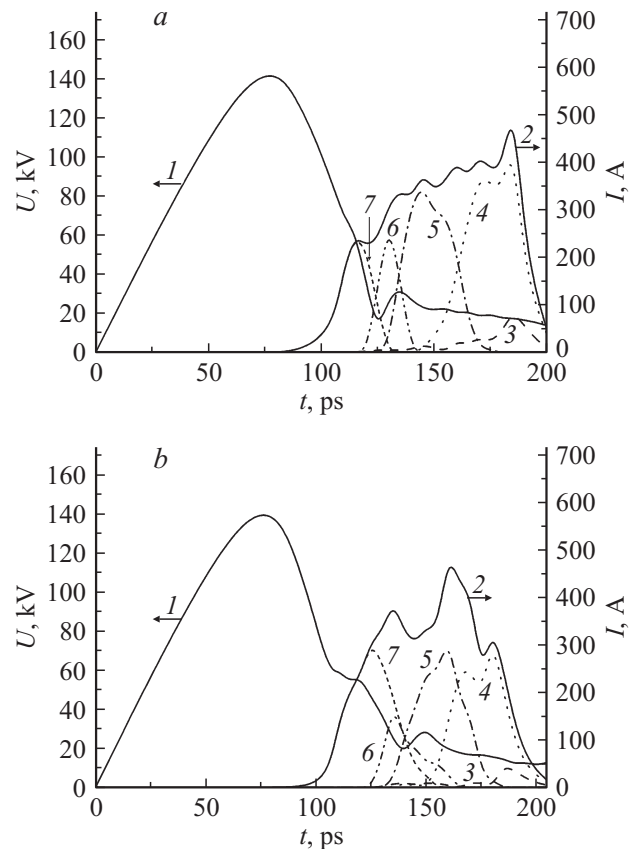


Рис. 8. Расчетные осциллограммы напряжения и токов убегающих электронов при наличии (а) и отсутствии (б) внешнего магнитного поля. 1 — напряжение, 2 — суммарный ток быстрых электронов, 3–7 — токи быстрых электронов различных диапазонов энергий: 3 — 5–20, 4 — 20–50, 5 — 50–100, 6 — 100–150, 7 — 150–250 keV.

поля соответственно. Благодаря наличию этого поля убегающие электроны двигаются практически вдоль оси z , незначительно выходя за пределы радиуса горячего канала, где произошла их генерация. Ионизуя на своем пути газ, быстрые электроны инициируют формирование плазменного канала в пределах радиуса горячего канала. Это хорошо видно и на рис. 7, *a*, где приведены радиальные распределения зарядов быстрых и медленных (плазменных) электронов, прошедших через плоскость анода для случая с внешним магнитным полем.

В отсутствие магнитного поля убегающие электроны сразу же начинают расходиться в радиальном направлении, создавая почти однородную объемную предьонизацию, благодаря которой формируется диффузный разряд, занимающий практически весь межэлектродный объем. Это видно как на фазовых портретах (рис. 6), так и радиальных распределениях зарядов (рис. 7, *b*).

Интересно, что как на амплитуду и длительность, так и на динамику энергетического спектра пучка быстрых электронов магнитное поле значительного влияния не оказывает (рис. 8). Скорее всего, это связано с тем, что внешнее магнитное поле не изменяет динамику плазмы и электрического поля внутри горячей области, где в основном и происходит уход электронов в режим убегания.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе теоретически обоснован новый эффективный метод генерации убегающих электронов в газовом разряде атмосферного давления. Он заключается в создании вблизи катода горячей области с пониженной числовой плотностью молекул газовой среды. При этом соотношение E/N увеличивается благодаря уменьшению N , а не увеличению E , как это было ранее.

Показана возможность генерации импульсов тока быстрых электронов амплитудой сотни ампер и длительностью более 100 ps. По амплитуде импульса тока полученные результаты на 2 порядка превосходят имеющиеся экспериментальные данные, полученные с использованием катодов специальной формы.

Полученные убегающие электроны имеют широкий энергетический спектр. Во всех рассчитанных вариантах первыми на анод приходят электроны с наибольшей энергией (150–250 keV), а последними — с наименьшей энергией (10–20 keV), что способствует увеличению длительности суммарного импульса тока убегающих электронов. Получено пространственное распределение пучка быстрых электронов.

Показано, что величина воздушного зазора между горячим каналом и анодом существенно влияет на энергетический спектр убегающих электронов, но практически не влияет на их пространственное распределение. Внешнее магнитное поле, наоборот, сильно влияет на

пространственное распределение убегающих электронов и структуру разряда в целом, но оно практически не влияет на энергетические параметры пучка убегающих электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 12-08-00229-а и 13-08-01314, интеграционного проекта № 107 в партнерстве ИЭФ УрО РАН и ИСЭ СО РАН, а также междисциплинарного интеграционного проекта 130 СО РАН.

Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Яландин М.И. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 34–51.
- [2] Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669.
- [3] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49.
- [4] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 963.
- [5] Тарасенко В.Ф., Бакиит Е.Х. и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 7. С. 668–676.
- [6] Levko D., Krasik Ya.E., Tarasenko V.F. et al. // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. P. 196 101.
- [7] Месяц Г.А., Коровин С.Д. и др. // ПЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 35–44.
- [8] Месяц Г.А., Шпак В.Г. и др. // ПЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 4. С. 71–80.
- [9] Костыря И.Д., Бакиит Е.Х., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87.
- [10] Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457.
- [11] Иванов С.Н., Лисенков В.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 1. С. 54–58.
- [12] Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Shpak V.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. № 31. P. 315 204.
- [13] Ivanov S.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. Vol. 46. P. 285 201.
- [14] Осипов В.В., Соломонов В.И. и др. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 5. С. 467–473.
- [15] Батанов В.А., Бункин Ф.В. и др. // ЖЭТФ. 1973. Т. 63. № 4. С. 1240–1244.
- [16] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. Исследования по физике плазмы: Сб. научн. тр. / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров, 1998. С. 39–67.
- [17] Коляда Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 52–56.
- [18] Лисенков В.В., Осипов В.В. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 11. С. 49–54.
- [19] Лисенков В.В., Шкляев В.А. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 16. С. 38–46.
- [20] Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T. // Comput. Phys. Commun. 1995. Vol. 87. P. 199–211.
- [21] Shklyaev V.A., Belomyttsev S.Ya., Ryzhov V.V. // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112. P. 113 303.
- [22] Беломытцев С.Я., Романченко И.В., Рыжов В.В., Шкляев В.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 9. С. 10–16.