

01

## Численное исследование способов уменьшения расходимости пучка убегающих электронов

© В.В. Лисенков,<sup>1,2</sup> В.А. Шкляев<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия

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

<sup>3</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия

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

(Поступило в Редакцию 18 августа 2015 г.)

Проведено сравнительное численное исследование двух способов уменьшения расходимости пучка убегающих электронов — с помощью внешнего магнитного поля и с помощью диэлектрической трубки. Генерация убегающих электронов происходила в неоднородной среде, состоящей из горячего канала (искровой канал, лазерный факел и т.п.), окруженного воздухом при нормальных условиях. В расчетах использовалась модель, которая позволяла производить согласованный расчет формирования субнаносекундного газового разряда и генерации ускоренных электронов в таких условиях. Показана возможность эффективного уменьшения расходимости электронного пучка как с помощью внешнего магнитного поля, так и с помощью диэлектрической трубки. Однако из-за того, что часть убегающих электронов оседает на стенки, их количество в случае с трубкой заметно меньше, чем с магнитным полем. Имеются также существенные различия в энергетическом спектре убегающих электронов в обоих случаях, что объясняется различиями в динамике формирования разряда.

### Введение

Явление убегания электронов в газах высокого давления, в частности в воздухе, является одной из наиболее исследуемых областей физики газового разряда. Интерес к этому явлению обусловлен рядом возможных практических применений. 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].

Наличие убегающих электронов в газовой среде высокого давления было впервые обнаружено в 1960-х годах путем регистрации рентгеновского излучения [2,3]. В 1970–80-х годах наносекундные газовые разряды с участием убегающих электронов интенсивно исследовались. Результаты этих исследований достаточно подробно изложены в обзоре [4]. Затем после двадцатилетнего перерыва с появлением более совершенной техники интенсивность исследований убегающих электронов вновь возросла. По результатам последних работ [1,5–10] стало ясно, что генерируемый импульс тока быстрых электронов имеет амплитуду  $\sim 1$  А и длительность  $< 100$  пс. Энергия электронов при этом сопоставима с прикладываемым напряжением, т. е. составляет величину  $\sim 100$  кэВ.

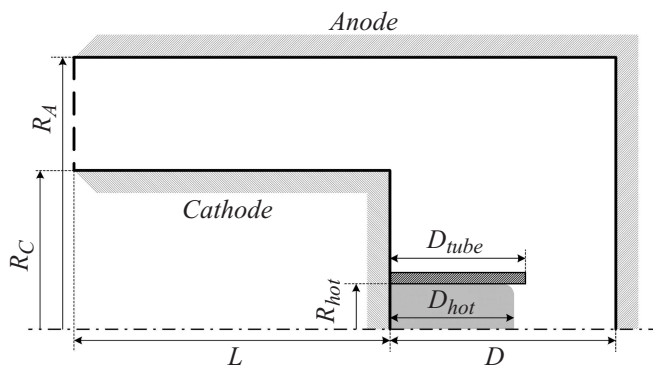
Основным способом получения убегающих электронов является использование катодов специальной фор-

мы [7–11]. Кроме того, в работах [12–14] показана возможность генерации убегающих электронов в поле формирующегося катодного слоя.

Общим свойством пучка убегающих электронов является достаточно высокая пространственная расходимость. Это свойство позволяет использовать его в качестве подсветки при формировании самостоятельного объемного разряда с неплохой однородностью. Данные об этом неоднократно публиковались в печати (см., например, [15,16] и более подробно книгу [17]). Однако с точки зрения других возможных применений пучка убегающих электронов данное свойство является существенным недостатком, поскольку не позволяет осуществлять высокоинтенсивное воздействие на объект.

Традиционным способом уменьшения расходимости электронных пучков является использование внешнего магнитного поля, направленного параллельно движению пучка. Применительно к убегающим электронам данный способ был успешно использован в работе [7]. Однако необходимость помещать газовый диод внутрь соленоида существенно осложняет конструкцию.

В работе [18] для уменьшения расходимости пучка убегающих электронов был успешно применен другой, более простой способ. В настоящей работе в разрядный промежуток устанавливалась диэлектрическая трубка, крепившаяся на катод. Внутренний диаметр трубки был равен диаметру катода. Длина трубки была примерно  $2/3$  от длины разрядного промежутка. Было обнаружено



**Рис. 1.** Геометрия задачи в случае пространственной стабилизации пучка убегающих электронов с помощью диэлектрической трубки. Горячая область выделена серым, а диэлектрическая трубка — темно-серым цветами.

уменьшение расходимости пучка убегающих электронов, проявляющееся в виде существенного увеличения интенсивности свечения люминофора, расположенного за анодом, и уменьшения диаметра светящегося пятна.

Целью настоящей работы является проведение сравнительного численного исследования уменьшения расходимости пучка убегающих электронов с помощью внешнего магнитного поля и диэлектрической трубки. Сравнение будет проведено на основе предложенного и теоретически обоснованного нами ранее [19,20] способа получения пучков убегающих электронов с высокой эффективностью. Способ заключается в создании около катода высокотемпературной области с пониженной числовой плотностью молекул газа. Такой областью может быть, например, лазерный факел или искровой канал, закончивший свое тепловое расширение и восстановивший свою электрическую прочность благодаря рекомбинации. В этой области увеличение приведенной напряженности поля, т. е. соотношения  $E/N$  ( $E$  — напряженность электрического поля,  $N$  — числовая плотность молекул газовой среды) происходит не за счет увеличения  $E$ , как это делается традиционно, а уменьшения  $N$ . Данный способ в перспективе позволяет получить токи убегающих электронов порядка сотен ампер [20]. Именно поэтому система горячий канал—азот при нормальных условиях была взята нами за основу в нашем сравнительном исследовании.

## Описание модели

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Моделировалась передающая линия длиной  $L = 3$  см, на один конец которой подавался импульс напряжения с длительностью фронта 100 ps. На другом конце линии располагался диод с межэлектродным расстоянием  $D = 10$  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 усложнений, вызываемых волновыми процессами в линии. Радиусы катода ( $R_C$ ) и анода ( $R_A$ ) равнялись соответственно  $R_C = 5$  мм и  $R_A = 10$  мм.

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. На рис. 1 эта область выделена серым цветом. Длина горячей области ( $D_{hot}$ ) варьировалась в пределах 5–7 мм, а ее радиус ( $R_{hot}$ ) равнялся 0.8 мм.

Горячая область либо ограничивалась диэлектрической трубкой, либо без трубки прикладывалось внешнее магнитное поле величиной 3 Т, направленное параллельно оси линии. Внутренний радиус трубки равнялся  $R_{hot}$ , внешний радиус  $R_{tube} = 1$  мм, длина трубки  $D_{tube}$  варьировалась в пределах от  $D_{hot}$  до  $D$ .

Для упрощения задачи эмиссия электронов с катода предполагалась „свободной“, т. е. равенство нулю 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.

Нами был использован известный программный пакет ХООРПС [21], ранее уже успешно применявшийся для моделирования формирования субнаносекундных газовых разрядов и генерации ускоренных электронов [19,20,22]. 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.

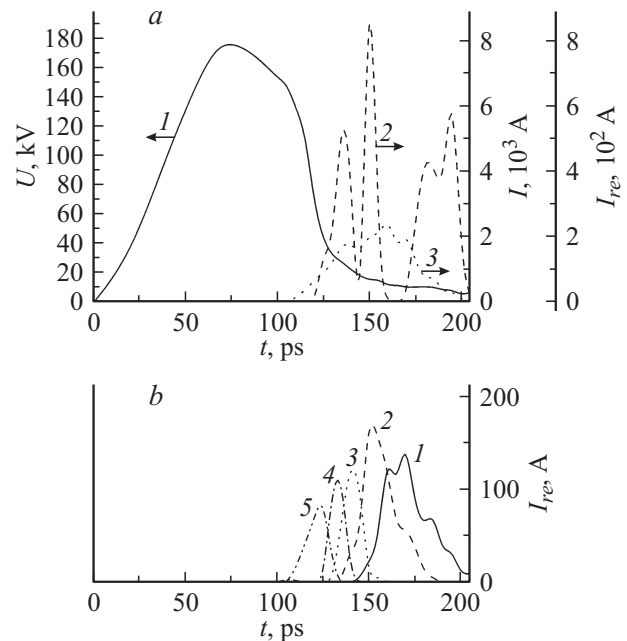
Тестирование работы кода проводилось на ряде задач сильноточной электроники и физики газового разряда, имеющих аналитическое либо приближенное решение. К таким задачам относились: (коаксиальный диод с магнитной изоляцией, виртуальный катод, „сжатое“ состояние электронного пучка в двухсекционном канале 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 сильноточ-

однородным электрическим полем, заполненным азотом атмосферного давления [22]. Результаты моделирования с использованием кода ХООРПС хорошо согласуются как с результатами моделирования с использованием узко-направленного кода TRACKS [23], так и с результатами экспериментов [1].

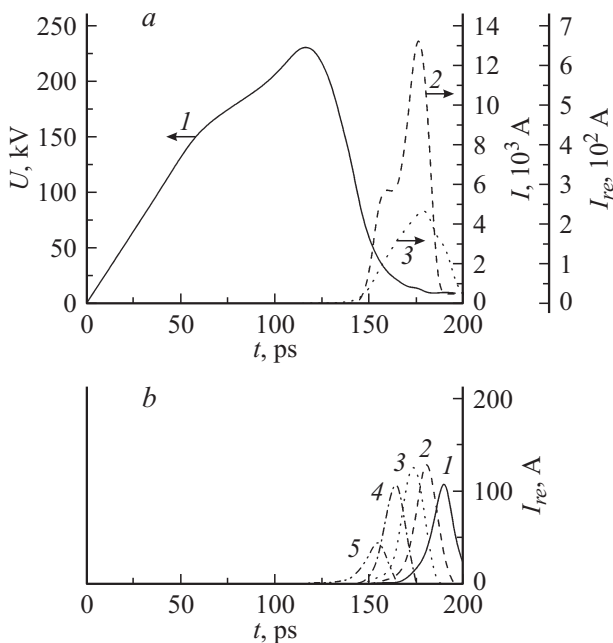
## Результаты расчетов

На рис. 2, *a* и 3, *a* приведены расчетные осциллограммы напряжений, токов разряда (медленных электронов) и быстрых электронов, прошедших через плоскость анода, для случая стабилизации диэлектрической трубкой (рис. 2) и магнитным полем (рис. 3) соответственно. Ток медленных электронов, прошедших через плоскость анода, в дальнейшем для краткости будем называть анодным током. Протяженность горячей области ( $D_{hot}$ ) в обоих случаях была равной 7 мм. Длина диэлектрической трубки для случая на рис. 2 равнялась длине межэлектродного промежутка. На тех же рисунках под буквой *b* приведена динамика энергетического спектра электронов для соответствующих случаев.

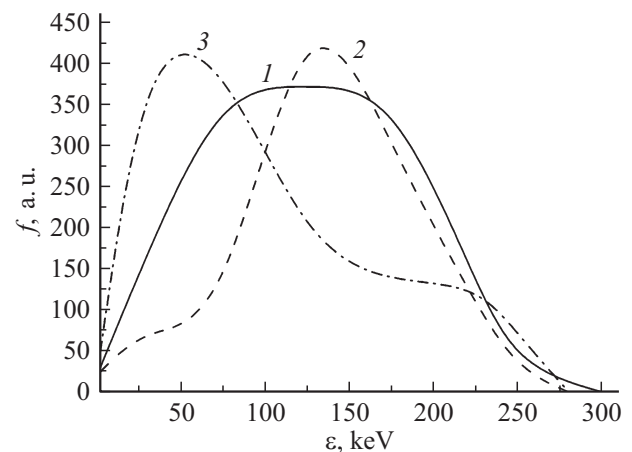
Характерной особенностью полученных результатов является то, что импульс анодного тока проходит позже спада импульса напряжения. Данный факт объясняется



**Рис. 3.** Динамика напряжения и токов в случае использования внешнего магнитного поля. *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 — 5–50, 2 — 50–100, 3 — 100–150, 4 — 150–200, 5 — более 200 keV.

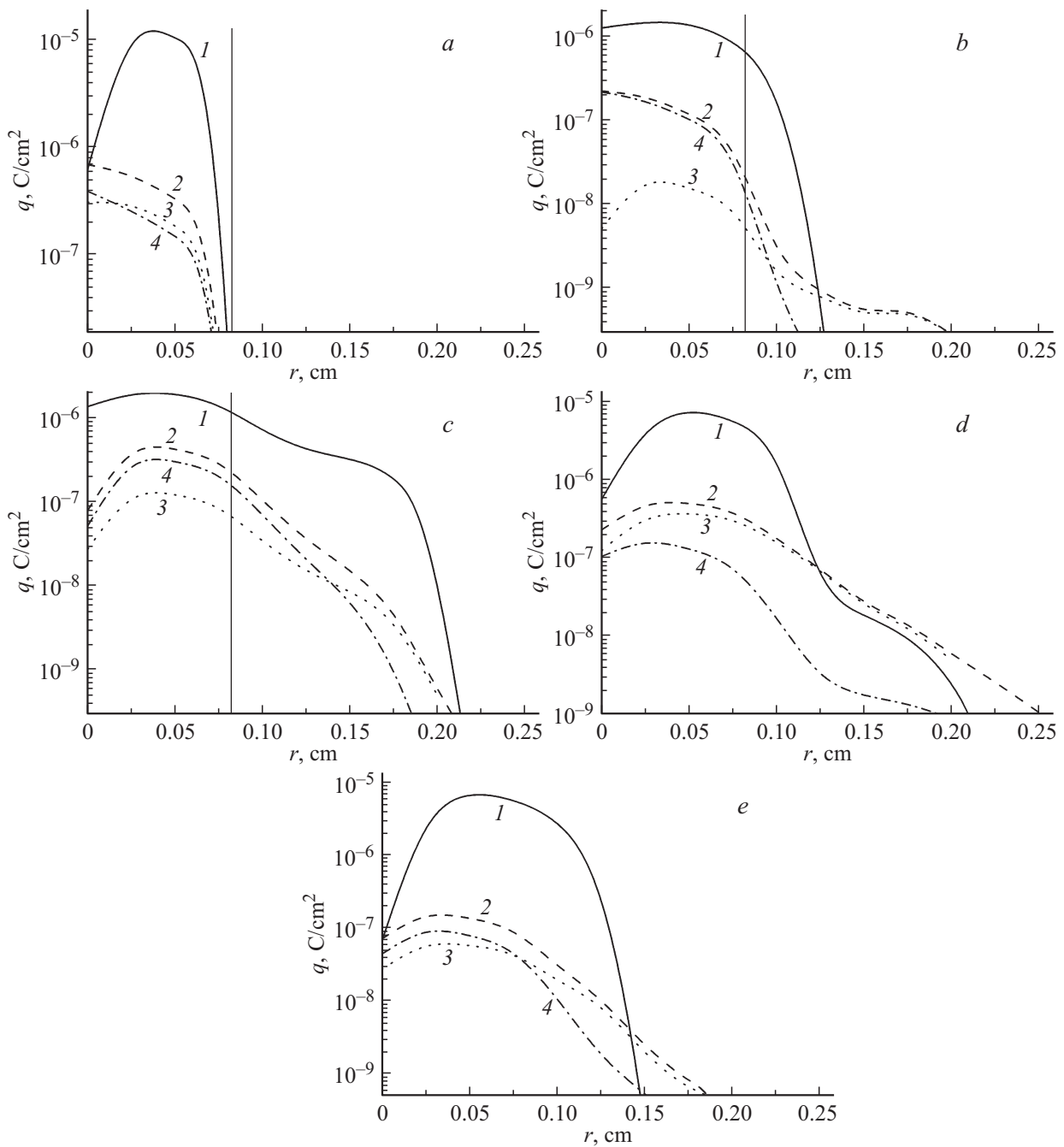


**Рис. 2.** Динамика напряжения и токов в случае использования диэлектрической трубки. Сплошная кривая — суммарный импульс тока убегающих электронов. *a*: 1 — напряжение на промежутке ( $U$ ), 2 — ток медленных электронов на аноде (разрядный ток) ( $I$ ), 3 — суммарный ток быстрых электронов ( $I_{re}$ ). *b*: динамика энергетического спектра, т.е. токи быстрых электронов в различных энергетических диапазонах. 1 — 5–50, 2 — 50–100, 3 — 100–150, 4 — 150–200, 5 — более 200 keV.



**Рис. 4.** Функции распределения убегающих электронов, прошедших через плоскость анода, кривая 1 соответствует стабилизации трубкой, когда длина трубки равна длине горячего канала, 2 — то же, только длина трубки равна длине межэлектродного промежутка, 3 — стабилизация магнитным полем.

тем, что в промежутке не устанавливается квазистационарного распределения электрического поля, характерного для более длинных импульсов (более  $10^{-8}$  s). Это становится понятным, если оценить время пролета электромагнитной волной межэлектродного расстояния. Оно примерно равно 20 ps, что вполне сопоставимо с



**Рис. 5.** Распределения электронов по радиусу анода. *a, b, c* — стабилизация диэлектрической трубкой; *d, e* — стабилизация внешним магнитным полем. *a, b, d* — длина горячего канала 7 мм; *c, e* — длина горячего канала 5 мм; *a* — длина диэлектрической трубки равна длине межэлектродного промежутка; *b, c* — длина диэлектрической трубки равна длине горячего канала. Вертикальная линия на рис. *a, b, c* соответствует внутреннему диаметру диэлектрической трубки. На всех рисунках *1* — медленные (плазменные) электроны, *2* — убегаящие электроны, суммарное распределение, *3* — электроны с энергиями 5–100 кэВ, *4* — 100–300 кэВ.

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 амплитуды суммарных импульсов примерно одинаковы для обоих случаев и составляют величину

около 250 А. Однако их длительности заметно отличаются. В случае с трубкой длительность составляет примерно 60 пс, а в случае с магнитным полем — почти 100 пс, причем различия наблюдаются именно в моменте начала импульса (140 и 100 пс соответственно). Наиболее вероятной причиной подобного различия является то, что в начале импульса часть убегаящих электронов оседает

на внутреннюю поверхность диэлектрической трубки и создает дополнительное электрическое поле, направляющее движение последующих электронов вдоль оси трубки. На это указывает тот факт, что наибольшие различия наблюдаются для электронов в энергетическом диапазоне 200–300 keV, которые генерируются самыми первыми.

Различия также наблюдаются для энергетических диапазонов 5–50 и 50–100 keV. По-видимому, эти различия обусловлены динамикой электрического поля на завершающей стадии развития проводящего канала, однако нельзя исключать, что часть электронов указанных диапазонов также оседает на стенках трубки.

Преобладание низкоэнергетической составляющей в случае магнитного поля заметно также на интегральном распределении убегающих электронов по энергии (рис. 4, кривая 3). В случаях стабилизации диэлектрической трубкой (рис. 4, кривые 1 и 2) доля низкоэнергетической составляющей спектра заметно меньше, особенно в случае, когда длина трубки равна длине горячего канала (кривая 2).

На рис. 5 представлены радиальные распределения электронов, прошедших через плоскость анода, *a–c* соответствуют стабилизации диэлектрической трубкой, *d, e* — стабилизация внешним магнитным полем. Для обоих способов были посчитаны варианты с двумя длинами горячего канала. Рис. *a, b, d* соответствуют длине горячего канала 7 мм, *c, e* — соответствуют длине 5 мм. Помимо длины горячего канала варьировалась также длина трубки. В варианте *a* длина диэлектрической трубки равна длине межэлектродного промежутка, в вариантах *b, c* — длина диэлектрической трубки равна длине горячего канала. Вертикальная линия на *a, b, c* соответствует внутреннему диаметру диэлектрической трубки.

Видно, что наиболее плотный пучок убегающих электронов реализуется на аноде в случае полного перекрытия разрядного промежутка диэлектрической трубкой (рис. 5, *a*), что следовало ожидать. Однако, выйдя за пределы трубки, пучок начнет сразу же расходиться. Это подтверждают рассчитанные варианты, когда между трубкой и анодом есть воздушный зазор (рис. 5, *b, c*). Причем расширение происходит достаточно резко. Если для воздушного зазора 3 мм (рис. 5, *b*) диаметр пучка по уровню 0.1 не превышает диаметра трубки, а доля электронов, имеющих более сильную расходимость, невелика, то для зазора 5 мм (рис. 5, *c*) диаметр пучка уже почти вдвое превышает диаметр трубки. А некоторая часть электронов попадает в область утроенного диаметра трубки. Характерной особенностью режима стабилизации диэлектрической трубкой является уменьшение расходимости пучка убегающих электронов с ростом их энергии, что можно наблюдать на первых трех картинках рис. 5, особенно это видно в случаях *b* и *c*. Объясняется это тем, что электроны с более высокими энергиями начинают свое ускорение, как правило, ближе к катоду и проходят наибольшее расстояние внутри трубки, что

делает их траекторию близкой к парааксиальной. Вылетев за пределы трубки, такие электроны обладают более высокой энергией и не успевают существенно отклониться под действием неоднородного поля за пределами трубки. Однако это поле оказывается в состоянии существенно отклонить электроны с более низкими энергиями, которые генерируются ближе к аноду.

В случае стабилизации пучка внешним магнитным полем наблюдается обратная ситуация — электроны с меньшими энергиями имеют меньшую расходимость (рис. 5, *d, e*). Это объясняется тем, что магнитное поле фокусирует электронный пучок, а, как известно, электроны с меньшими скоростями фокусируются лучше. То, что происходит именно фокусировка электронного пучка, подтверждается тем фактом, что с увеличением воздушного зазора с 3 мм (*d*) до 5 мм (*e*) диаметр пучка на аноде уменьшается.

Таким образом, несмотря на то, что использование внешнего магнитного поля дало немного худшие результаты по диаметру пучка по сравнению с использованием диэлектрической трубки, магнитное поле является более перспективным, поскольку в целом дает менее расходящийся пучок. С другой стороны, простота конструкции с диэлектрической трубкой позволяет успешно использовать такой способ стабилизации, особенно если объект воздействия пучка убегающих электронов находится на небольшом расстоянии от анода.

## Заключение

В настоящей работе было проведено численное сравнительное исследование двух способов пространственной стабилизации пучка убегающих электронов — с помощью внешнего магнитного поля и с помощью диэлектрической трубки. Сравнение было проведено на основе предложенного ранее и теоретически обоснованного нового эффективного метода генерации убегающих электронов в газовом разряде атмосферного давления. Этот метод 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 делается традиционно.

Показана возможность эффективного уменьшения расходимости электронного пучка как с помощью внешнего магнитного поля, так и с помощью диэлектрической трубки. С помощью диэлектрической трубки можно получить пучок меньшего диаметра, однако сразу после выхода из трубки пучок начинает сильно расходиться, особенно его низкоэнергетическая часть. Кроме того, часть быстрых электронов оседает на стенки трубки, что уменьшает суммарный заряд и длительность импульса их тока по сравнению с применением магнитного поля. Обнаружены также существенные различия в энергетическом спектре убегающих электронов в обоих случаях, что объясняется различиями в динамике формирования разряда.

Работа выполнена в рамках темы государственных заданий № 0389-2014-0003, 0366-2014-0007 и при поддержке РФФИ, проекты № 13-08-01314, 15-08-03983.

## Список литературы

- [1] *Месяц Г.А., Яландин М.И.* и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 34–51.
- [2] *Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г.* // ДАН СССР. 1967. Т. 177. С. 72.
- [3] *Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R.* // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 4746.
- [4] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49.
- [5] *Тарасенко В.Ф., Бакит 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. 196101.
- [7] *Месяц Г.А., Коровин С.Д.* и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 35–44.
- [8] *Месяц Г.А., Шпак В.Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 4. С. 71–80.
- [9] *Костыря И.Д., Бакит 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] *Mesyats G.A., Sadykova A.G.* et al. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2013. Vol. 41. N 10. Part 1. P. 2863.
- [12] *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // ЖТФ. 2010. Том 80. Вып. 1. С. 54–58.
- [13] *Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Shpak V.G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. N 31. P. 315204.
- [14] *Ivanov S.N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. Vol. 46. P. 285201.
- [15] *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.
- [16] *Сорокин Д.А., Ломаев М.И., Банюкина Т.И., Тарасенко В.Ф.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 8. С. 13–20.
- [17] *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges* / Edited by Victor Tarasenko. Publisher: Nova Science, USA. 2014. 613 p.
- [18] *Мастюгин Д.С., Осипов В.В., Соломонов В.И.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 10–17.
- [19] *Лисенков В.В., Шкляев В.А.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 16. С. 38–46.
- [20] *Лисенков В.В., Шкляев В.А.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 12. С. 43–49.
- [21] *Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T.* // Comput. Phys. Commun. 1995. Vol. 87. P. 199–211.
- [22] *Shklyayev V.A., Belomyttsev S.Ya., Ryzhov V.V.* // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112. P. 113303.
- [23] *Беломытцев С.Я., Романченко И.В., Рыжов В.В., Шкляев В.А.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 9. С. 10–16.