

## Моделирование распространения пучка убегających электронов в неоднородном магнитном поле

Ю.И. Мамонтов<sup>1</sup>, Н.М. Зубарев<sup>1,2</sup>, И.В. Уйманов<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*mamontov.ura.1994@yandex.ru

**Аннотация.** В работе описываются результаты численного моделирования ускорения и транспорта электронов в неоднородных электрическом и магнитном полях. Для моделирования использовалась 2D-3V кинетическая Монте-Карло модель. Рассматривалась разрядная система с трубчатым катодом диаметром 22 мм, применявшимся в экспериментах по магнитной компрессии пучков убегających электронов. Условия моделирования соответствовали экспериментальным условиям: потенциал катода относительно анода – -110 кВ, индукция магнитного поля внутри источника магнитного поля – импульсного соленоида – 5 Тл. Был численно исследован транспорт ускоренных электронов через межэлектродный промежуток с неоднородным магнитным полем для случая движения электронов в молекулярном азоте атмосферного давления. Показано, что из-за рассеяния электроны, эмитированные из кромки трубчатого катода в любом направлении, с некоторой вероятностью могли достигать анода-коллектора; наиболее высокая вероятность наблюдалась для электронов, эмитированных параллельно силовым линиям магнитного поля. Обнаружено, что в азоте в условиях, соответствующих типичным экспериментальным, не более 20% моделируемых электронов достигали анода-коллектора. При этом в азоте, как и в случае движения электронов в вакууме, основными процессами, ограничивающими транспорт электронов до анода-коллектора, являлись раскачка циклотронных осцилляций и эффект «магнитного зеркала».

**Ключевые слова:** импульсный газовый разряд, убегające электроны, магнитное поле.

### 1. Введение

В настоящее время в Институте электрофизики УрО РАН проводятся пионерские исследования по фокусировке пучка убегających электронов (УЭ) магнитными полями различной пространственной конфигурации [1, 2]. Исследование направлено на улучшение параметров (прежде всего, плотности тока) формируемого пучка УЭ, чтобы сделать его пригодным для технических приложений, например, для генерации СВЧ-излучения. В частности, использование фокусирующего однородного магнитного поля с индукцией до 4 Тл позволило экспериментальной группе достичь рекордно высокого значения плотности тока пучка УЭ – 0.65 кА/см<sup>2</sup> [1]. Данная конфигурация экспериментальной установки подробно рассматривалась в рамках численного Монте-Карло моделирования в работе [3].

Помимо установок с ведущим однородным магнитным полем, экспериментальная группа исследовала системы фокусировки с неоднородным полем [2]. В работе [2] магнитная система обеспечивала постепенное увеличение концентрации силовых линий магнитного поля на пути распространения пучка УЭ. Соответственно, индукция магнитного поля  $B$  изменялась от ~0.05–0.25 Тл в области формирования пучка УЭ вблизи катода до 1–5 Тл внутри импульсного соленоида. В данной работе было достигнуто 3–4-кратное радиальное сжатие трубчатого пучка УЭ с максимальной плотностью тока пучка до 100 А/см<sup>2</sup> [2]. Однако основным фактором, ограничивающим прохождение пучка УЭ через разрядный промежуток, оказался эффект «магнитного зеркала», реализующийся в виде отражения электронов с достаточно большой составляющей скорости, поперечной по отношению к магнитным силовым линиям, от области сгущения магнитных силовых линий.

Настоящая работа посвящена численному моделированию взаимодействия трубчатого пучка УЭ с неоднородным магнитным полем. Была рассмотрена пространственная

конфигурация магнитного поля, аналогичная применявшейся в экспериментальной работе [2]. Для проведения моделирования использовалась ранее разработанная кинетическая 2D-3V (2 координаты – 3 компоненты скорости) модель Монте-Карло [3–5]. В ходе моделирования изучены особенности реализации эффекта «магнитного зеркала» в азоте атмосферного давления. Рассчитана вероятность прохождения УЭ через «зеркало» для одной из конфигураций экспериментальной установки, описанной в [2].

## 2. Описание численной модели

Подробное описание кинетической 2D-3V (2 координаты – 3 составляющие скорости) Монте-Карло модели, применявшейся в данной работе, приведено в [3–5]. Использованный численный алгоритм позволял моделировать движение электронов в электрических и магнитных полях заданной пространственной конфигурации и реалистично описывать рассеяние электронов на частицах газовой среды в рамках подхода «нуль-столкновений».

### 2.1. Модельная геометрия

Геометрия моделируемой задачи представлена на Рис. 1. Рассматривались ускорение и транспорт электронов в разрядной системе, образованной кромкой трубчатого катода, который являлся внутренним проводником коаксиальной передающей линии, и анодом – внешним проводником передающей линии. Внешний проводник линии имел ступенчато меняющийся внутренний радиус от  $\sim 25$  мм до 7.5 мм. Внешний радиус кромки катода составлял 11 мм. Кромка катода подразумевалась скругленной, радиус скругления кромки – 0.1 мм. Расстояние от кромки катода до торца трубы внешнего проводника линии в месте скачкообразного уменьшения ее радиуса составляло 24 мм. Предполагалось, что магнитное поле в этой системе создается импульсным соленоидом, размещенным на внешнем проводнике передающей линии в узкой ее части (внутренний радиус трубы 7.5 мм). Положение края соленоида относительно остальных составляющих электродной системы отмечено на Рис. 1 точкой  $0 = (0, 0)$ . Именно эта точка была принята за начало системы координат в применяемой численной модели. При этом ось  $0z$  модели совпадала с осью симметрии электродной системы, то есть с осью передающей линии. Описанная электродная система была аналогична системе, использованной в экспериментальной работе [2].

На Рис. 1 красной пунктирной линией отмечены границы расчетной области. Вне этой области движение электронов не рассматривалось. В пределах расчетной области пространственные конфигурации электрического и магнитного полей были предварительно рассчитаны в программном комплексе SAM [6] (результаты расчетов предоставлены академиком РАН Михаилом Ивановичем Яландиным) и затем использованы в модели Монте-Карло. Моделирование движения электронов производилось в рамках одноэлектронного приближения, то есть поля объемных зарядов первичных и вторичных частиц не учитывались. Применимость одноэлектронного приближения обосновывается тем, что, как известно [4, 7, 8], поток УЭ в субнаносекундном разряде обгоняет расширяющийся в анодном направлении плазменный фронт и движется в электрическом поле, почти не искаженном полем пространственных зарядов. Кроме того, из-за малости тока пучка УЭ генерируемое им магнитное поле не может исказить внешнее магнитное поле.

### 2.2. Условия моделирования

Перед началом моделирования в качестве начальных условий задавались напряжение на электродах  $U$  и максимальная индукция однородного магнитного поля внутри импульсного соленоида  $B$ . Типичные силовые параметры полей в работе [2] были следующими: амплитудное значение потенциала катода относительно анода (напряжение на промежутке)

$U = -110$  кВ,  $B = 5$  Тл. Эти же значения  $U$  и  $B$  использовались в качестве стандартных условий моделирования. При этом напряжение  $U$  и индукция  $B$  считались постоянными. Для магнитного поля такое допущение является естественным, так как, согласно данным из работы [2], в эксперименте длительность импульса тока соленоида на порядки превосходила длительность субнаносекундного импульса. В то же время, электроны набирают основную долю своей энергии (от 50 до 80 кэВ) в малой области вблизи катода протяженностью  $\sim 10$  мм. Типичное время ускорения электронов  $< 100$  пс, что заведомо меньше длительности импульса напряжения [2]. При этом при удалении от катода электрическое поле очень быстро спадает и оказывается не способно существенно повлиять на траектории электронов с энергиями в десятки кэВ. Поэтому конечная длительность реального импульса напряжения может не учитываться.

В работе [2] принималось, что источником УЭ является субмиллиметровый полутороидальный плазменный слой вблизи кромки катода. Причина образования плазменного слоя – ионизация газа автоэмиссионными электронами, эмитированными из катода. Поэтому, как и в работе [2], скругленная кромка катода (см. Рис. 1) предполагалась границей плазмы, имеющей потенциал катода и эмитирующей электроны. На момент начала моделирования на кромке катода задавалось некоторое начальное число свободных электронов, эмитированных из плазмы в различных направлениях и равномерно распределенных по кромке катода. Точка эмиссии на кромке и направление начальной скорости электронов характеризовалось углом эмиссии электронов  $\theta_0$ , отсчитываемым от направления вспомогательной оси  $0'z'$ , параллельной основной оси  $Oz$  и проходящей через центр кривизны кромки катода – точку  $0' = (-31.1$  мм;  $10.9$  мм) (см. Рис. 1). Угол  $\theta_0$  изменялся в диапазоне от  $-75^\circ$  до  $+75^\circ$ . Начальная энергия эмитированных электронов задавалась в диапазоне от 1 эВ до 50 эВ, однако было обнаружено, что изменение начальной энергии электронов в указанном диапазоне не оказывает значительного влияния на результаты моделирования.

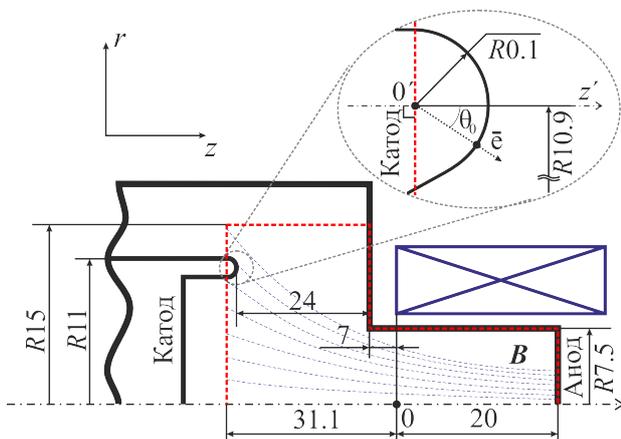


Рис. 1. Схема моделируемой разрядной системы и границ расчетной области (красный пунктир). Все приведенные размеры даны в миллиметрах.

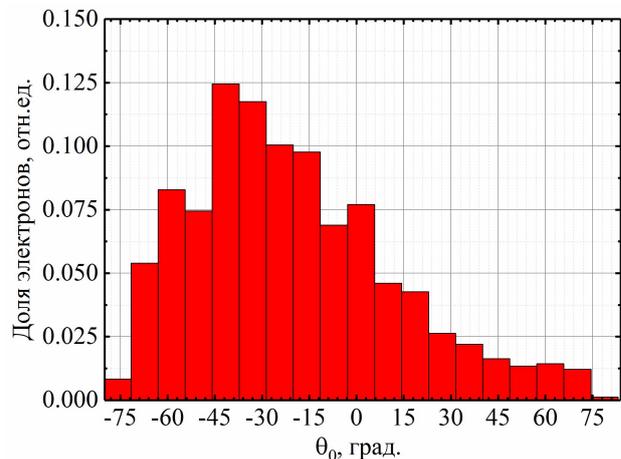


Рис. 2. Распределение электронов на аноде по углу  $\theta_0$  эмиссии из кромки катода для типичных экспериментальных условий:  $U = -110$  кВ,  $B = 5$  Тл.

При анализе результатов моделирования оценивалась вероятность достижения анода-коллектора электронами для различных величин начального угла эмиссии электронов из кромки катода  $\theta_0$  для заданных величин индукции магнитного поля внутри соленоида  $B$  и напряжении на электродах  $U$ . Несмотря на то, что формально анодом в рассматриваемой системе является весь внешний проводник передающей линии, при моделировании

электронами, достигшими анода, считались только те электроны, которые достигли торца внешней трубы в узкой ее части. В этом месте в экспериментальной работе [2] устанавливался коллектор электронов. Поэтому здесь и далее под анодом-коллектором будет пониматься именно этот участок внешнего проводника передающей линии (см. Рис. 1). Соответственно, электроны, достигшие внешней трубы в любых других областях, считались выбывшими из расчетной области и не учитывались в итоговой статистике. Полное время моделирования составляло 750 пс.

### 3. Результаты моделирования и их обсуждение

На Рис. 2 приведено распределение электронов на аноде по направлению их эмиссии из катода – углу  $\theta_0$ . Условия моделирования соответствовали типичным экспериментальным:  $U = -110$  кВ,  $B = 5$  Тл, среда – азот атмосферного давления. По распределению видно, что в газе электроны из-за рассеяния достигают анода-коллектора при любых значениях  $\theta_0$ . Так, анализ результатов моделирования показывает, что электроны имеют ненулевую вероятность достигнуть анода-коллектора даже при  $\theta_0 = +75^\circ$ , то есть под углом больше  $90^\circ$  к магнитным силовым линиям. Однако максимальная вероятность достигнуть анода-коллектора наблюдается для электронов, эмитированных под углами  $\theta_0 \sim -40^\circ$ . Данный угол примерно соответствует наклону силовых линий магнитного поля в области вблизи эмитирующей кромки катода. То есть, максимальная вероятность достичь анода-коллектора наблюдается для электронов с околонулевым питч-углом. С увеличением питч-угла вероятность достижения анода-коллектора для электронов уменьшается. При этом анализ пространственного распределения электронов на аноде-коллекторе по радиальной координате на момент окончания моделирования показал, что диаметр пучка УЭ на аноде с хорошей точностью совпал с диаметром отпечатка пучка УЭ на люминофорном экране в эксперименте [2] – 5 мм.

Необходимо отметить, что для  $U = -110$  кВ и  $B = 5$  Тл доля моделированных электронов, достигших анода-коллектора, оказалась  $\sim 20\%$ . Для  $U = -110$  кВ и  $B = 4$  Тл эта доля уменьшилась до  $\sim 17\%$ , а при  $U = -110$  кВ и  $B = 6$  Тл – увеличилась до  $\sim 24\%$ . Увеличение (по абсолютной величине) напряжения до  $-130$  кВ при  $B = 5$  Тл также привело к увеличению вероятности достижения анода-коллектора электронами до  $\sim 24\%$ , что, по всей видимости, связано с уменьшением потерь энергии УЭ и уменьшением вероятности их термализации при удалении от катода. Увеличение доли электронов, достигающих анода-коллектора, с увеличением  $B$  связано с увеличением коэффициента прохождения электронов через «магнитное зеркало»; данный эффект наблюдался и при моделировании движения электронов в вакууме.

На Рис. 3 и Рис. 4 представлены фазовые портреты электронов с энергиями  $> 40$  кэВ в вакууме (черные точки) и в азоте атмосферного давления (красные точки) через 220 пс и через 450 пс после начала моделирования, соответственно. При построении фазовых портретов ограничение снизу по энергиям электронов введено, с одной стороны, для увеличения информативности фазовых портретов, а с другой – из-за того, что, как показывает моделирование, в азоте подавляющее большинство электронов достигает анода-коллектора с энергиями  $> 40$  кэВ. Анализ фазовых портретов электронов показывает, что примерно через 150 пс после начала моделирования и в вакууме, и в азоте электроны начинают испытывать заметные ларморовские осцилляции. Наиболее ярко в газе они проявляются к моменту времени  $\sim 220$  пс (см. Рис. 3): на фазовом портрете электронов в азоте (красные точки) наблюдается формирование трех выраженных групп электронов, которые повторяют форму фазового портрета электронов в вакууме (черные точки). Разброс электронов на фазовом портрете в азоте вокруг фазового портрета в вакууме связан,

очевидно, с рассеянием электронов на молекулах газа. Тем не менее, видна общая тенденция УЭ повторять характер движения электронов в вакууме, для которого свойственна раскачка ларморовских осцилляций и отражение от «магнитного зеркала» электронов с большими питч-углами. Фактически, в азоте только группа «передовых» электронов, движущихся впереди остальных, и близкие к ним по фазовому портрету электроны достигали анода-коллектора. В свою очередь, к моменту времени  $\sim 450$  пс (см. Рис. 4) раскачка ларморовских осцилляций привела к отражению значительной доли электронов от «магнитного зеркала» и формированию на фазовом портрете большой группы электронов, движущихся в обратном по отношению к аноду-коллектору направлении. Хотя в вакууме при этом наблюдались осцилляции, в азоте они уже не были так ярко выражены.

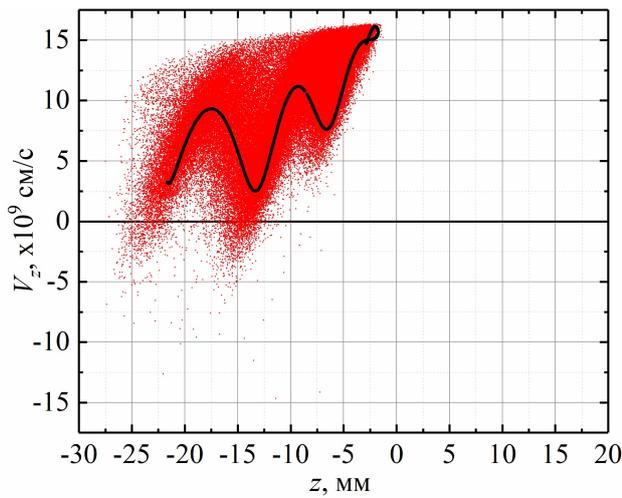


Рис. 3. Фазовый портрет электронов с энергиями  $>40$  кэВ через 220 пс после начала моделирования. Красные точки – электроны в азоте атмосферного давления, черные точки – электроны в вакууме.

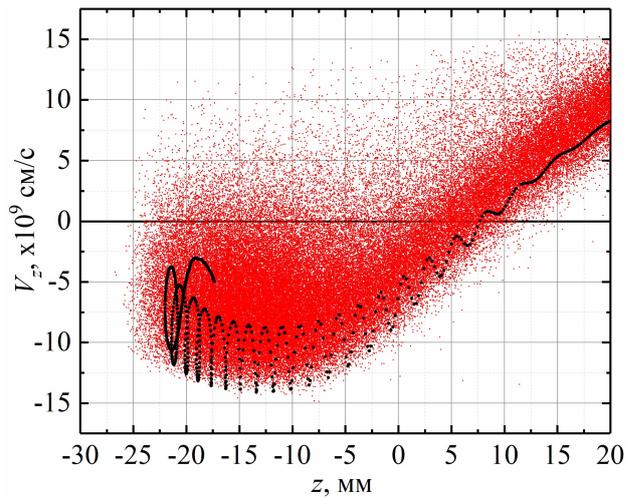


Рис. 4. Фазовый портрет электронов с энергиями  $>40$  кэВ через 450 пс после начала моделирования. Красные точки – электроны в азоте атмосферного давления, черные точки – электроны в вакууме.

Таким образом, результаты моделирования позволяют подтвердить выводы экспериментальной группы [2] о том, что одним из главных факторов, ограничивающих транспорт УЭ в установке с неоднородным фокусирующим магнитным полем, является отражение электронов с большой продольной (по отношению к направлению магнитного поля) составляющей скорости от области сгущения магнитных силовых линий – эффект «магнитного зеркала». Для предотвращения отражения электронов необходимо обеспечивать как можно меньший питч-угол для электронов в области формирования пучка. Возможности повышения эффективности установок для генерации УЭ с неоднородным фокусирующим магнитным полем будут исследованы в последующих работах.

#### 4. Заключение

В представленной работе проведено численное моделирование ускорения и транспорта электронов электродной системе с фокусирующим неоднородным магнитным полем. В рамках кинетической 2D-3V модели Монте-Карло рассмотрена электродная система, аналогичная той, что применялась в экспериментах по радиальному сжатию пучков УЭ неоднородным магнитным полем [2] – система «трубчатый кромочный катод – плоский анод». Показано, что в случае движения электронов в азоте атмосферного из-за рассеяния на частицах газовой среды вероятность достичь анода-коллектора оказывается не нулевой для электронов, эмитированных из кромки катода в почти любых направлениях. Однако

наибольшая вероятность прохождения области неоднородного магнитного поля наблюдалась для электронов, направление эмиссии которых было близко к направлению магнитных силовых линий вблизи эмитирующей кромки катода, то есть для электронов с околонулевыми питч-углами. В то же время, при стандартных условиях эксперимента [2] ( $U = -110$  кВ,  $B = 5$  Тл) не более 20% моделируемых электронов достигали анода-коллектора. При моделировании повысить до  $\sim 24\%$  долю электронов, достигших анода-коллектора, удавалось при увеличении (по абсолютной величине) приложенного напряжения до  $-130$  кВ или при увеличении индукции магнитного поля до 6 Тл. Показано, что, как и в вакууме, при движении электронов в азоте одним из основных процессов, препятствующих достижению электронами анода-коллектора, является эффект «магнитного зеркала», то есть отражение электронов с большой продольной (по отношению к направлению магнитных силовых линий) составляющей скорости от области сгущения магнитных силовых линий. Будущие работы в данном направлении будут посвящены исследованию методов подавления эффекта «магнитного зеркала» и повышению эффективности фокусировки и радиального сжатия пучков УЭ в системах с неоднородным магнитным полем.

### Благодарности

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

Авторы выражают благодарность академику РАН Яландину Михаилу Ивановичу (ИЭФ УрО РАН) за предоставленные данные о пространственных конфигурациях электрического и магнитного полей в рассмотренной экспериментальной установке.

### 5. Список литературы

- [1] G.A. Mesyats, et al., An Ultra-Short Dense Paraxial Bunch of Sub-Relativistic Runaway Electrons, *IEEE Electron Device Letters*, vol. **43**, 627, 2022, doi: 10.1109/LED.2022.3155173
- [2] M.A. Gashkov, et al., Compression of a Runaway Electron Flow in an Air Gap with a Nonuniform Magnetic Field, *JETP Letters*, vol. **113**, 370, 2021, doi: 10.1134/S0021364021060059
- [3] Yu.I. Mamontov, N.M. Zubarev, and I.V. Uimanov, Numerical Analysis of Runaway Electron Beam Focusing with a Homogeneous Longitudinal Magnetic Field, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. **87**, S194, 2023, doi: 10.1134/S1062873823704609
- [4] Yu.I. Mamontov and V.V. Lisenkov, Features of the Electron Avalanche Formation Process in a Strongly Inhomogeneous Electric Field under High Overvoltages, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. **2064**, 012020, 2021, doi: 10.1088/1742-6596/2064/1/012020
- [5] Yu.I. Mamontov, N.M. Zubarev, and I.V. Uimanov, Anisotropy of the Runaway Electron Generation Process in Strongly Inhomogeneous Electric Fields, *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, vol. **49**, 2589, 2021, doi: 10.1109/TPS.2021.3082693
- [6] M.A. Tiunov, B.M. Fomel, and V.P. Yakovlev, *SAM – An interactive code for electron gun evaluation*. Novosibirsk, Russia: The State Sci. Centre Budker Inst. Nucl. Phys., 1989.
- [7] G.A. Mesyats et al., How short is the runaway electron flow in an air electrode gap? *Appl. Phys. Lett.*, vol. **116**, 063501, 2020, doi: 10.1063/1.5143486
- [8] V.A. Shklyaev, S.Ya. Belomyttsev, and V.V. Ryzhov, Simulation of the formation of a runaway electron beam in an overvolted gas gap breakdown, *J. Appl. Phys.*, vol. **112**, 113303, 2012, doi: 10.1063/1.4768912