

Рассеяние электронов на анодной сетке в приборах с осциллирующим виртуальным катодом

© С.В. Анищенко, А.А. Гуринович

НИУ „Институт ядерных проблем“ Белорусского государственного университета,
220030 Минск, Беларусь
e-mail: sanishchenko@mail.ru, gur@inp.bsu.by

Поступило в Редакцию 8 октября 2024 г.

В окончательной редакции 10 декабря 2025 г.

Принято к публикации 4 марта 2025 г.

При прохождении электронов через вещество их скорости существенно изменяются по величине и направлению вследствие многократного рассеяния и потерь энергии. Как следствие, формируются потоки отраженных и прошедших сквозь вещество заряженных частиц. Интенсивность этих потоков существенным образом зависит от вещества, первоначальной энергии частиц и угла падения электронов на мишень. В приборах с осциллирующим виртуальным катодом потери энергии и многократное рассеяние релятивистских электронов в анодной сетке приводят к образованию вблизи анода облака электронов с большим разбросом по скоростям. Рассеянные электроны, попавшие в это облако, не участвуют в колебаниях виртуального катода и частично запирают вакуумный диод, что приводит к снижению амплитуды осцилляций электрического поля. Показано, что для увеличения амплитуды колебаний толщина перегородок в анодной сетке должна быть приблизительно равна длине пробега электронов в соответствующем материале.

Ключевые слова: многократное рассеяние, ионизационные потери энергии, виркатор, отражательный триод.

DOI: 10.61011/JTF.2025.07.60665.317-24

Введение

Взаимодействие заряженных частиц с веществом, наряду со взаимодействием с полями, возникающими при распространении мощных ионных и электронных пучков в сложных электродинамических структурах, определяет эффективность работы устройств сильноточной электроники [1]. Без количественного анализа прохождения через вещество заряженных частиц, испытывающих многократное рассеяние, а также ионизационные и радиационные потери энергии, невозможно корректно спроектировать сильноточные приборы и описать их работу.

В самом деле, часть частиц сильноточного пучка при неизбежном попадании на элементы структуры (анодную сетку, коллектор, трубу дрейфа и т.д.) отражается от них вследствие многократного рассеяния, возвращается обратно в систему и продолжает взаимодействовать с электромагнитными полями внутри нее. Так, при нормальном падении электронов на стальной элемент структуры отражается примерно четверть частиц. Если же падение происходит под косым углом, то доля отраженных частиц еще больше. Спектр их кинетической энергии простирается от нуля до энергии падающих частиц. Поскольку число падающих электронов сравнимо с числом отраженных, последние могут оказывать заметное влияние на работу сильноточных приборов.

Последовательное количественное описание взаимодействия релятивистских сильноточных пучков с электродинамическими структурами с учетом многократного

рассеяния может быть получено с помощью численного моделирования методом Монте-Карло [2–4], основанного на наиболее строгой теории многократного рассеяния Гаудсмита–Сандерсона [5]. Необходимо также учесть ионизационные и радиационные потери энергии [6–8].

В настоящей работе описан подход к моделированию взаимодействия сильноточных электронных пучков с электродинамическими структурами в приборах сильноточной электроники. Его корректность проверена на примере расчета коэффициентов прохождения и отражения релятивистских электронов от пластин, сделанных из различных материалов, результаты которого сравнивались с опубликованными в литературе данными [9–12]. После верификации указанный метод расчета был интегрирован в одномерную программу для моделирования приборов с осциллирующим виртуальным катодом (ВК). Отметим, что интерес к данному типу устройств неслучаен. Приборы с осциллирующим виртуальным катодом давно привлекают исследователей и довольно широко используются, в частности, в качестве источников мощного электромагнитного излучения и для генерации быстрых частиц (см. [13–19] и имеющиеся там ссылки).

В настоящей работе продемонстрировано, что рассеяние релятивистских электронов на анодной сетке приводит к образованию облака заряженных частиц, обладающих большим энергетическим разбросом. Это облако приводит к существенному снижению амплитуды колебаний полей в виркаторах. Показано, что использование анодных сеток с толщиной, приблизительно равной длине пробега электронов в материале анода,

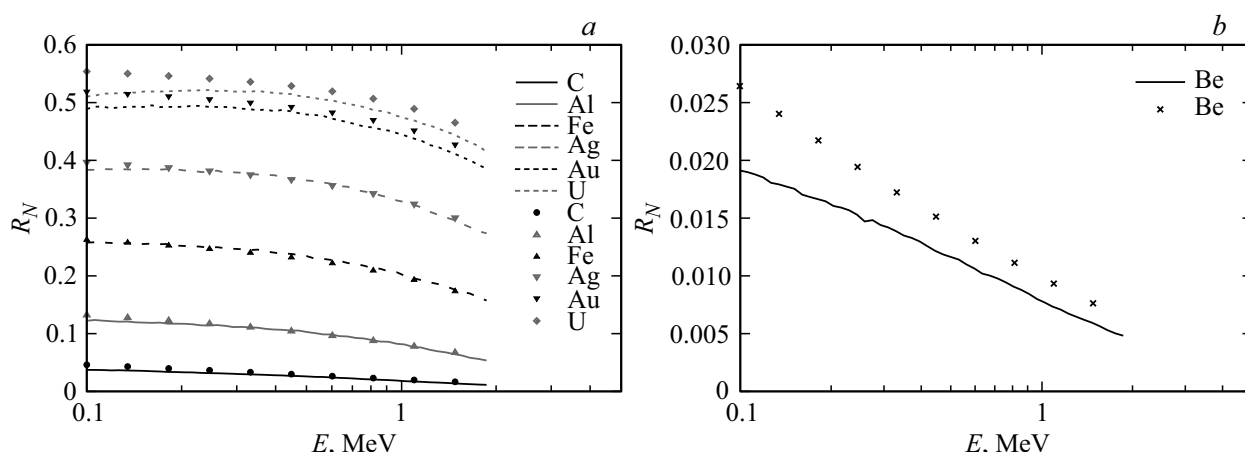


Рис. 1. Коэффициенты отражения электронов от толстых пластин, сделанных из различных веществ (C, Al, Fe, Ag, Au, U и Be). Сплошными и пунктирными линиями показаны результаты моделирования, точки соответствуют экспериментальным данным [11,12]. Из-за различия в масштабе коэффициенты отражения для бериллия показаны на (b).

способствует снижению заряда в облаке и увеличению амплитуды колебаний.

1. Взаимодействие электронов с веществом

1.1. Моделирование методом Монте-Карло

В основе численного моделирования прохождения электронов через вещество лежит метод Монте-Карло, наиболее популярный вариант которого можно описать следующим образом [2,3]: траектория каждого электрона в веществе разбивается на множество коротких отрезков и на каждом отрезке энергия частицы предполагается постоянной. При переходе от одного отрезка к другому энергия частиц меняется в соответствии с теорией ионизационных и радиационных потерь [6,7]. Возможные угловые отклонения частицы на каждом из отрезков описываются распределением Гауссмита–Сандерсона [2]. Вычисление проводится до тех пор, пока частица не покинет вещество или не утратит значительную часть своей энергии (на практике вычисления прекращаются при достижении электронами энергии 10 keV).

Существенным недостатком стандартного метода Монте-Карло является его вычислительная сложность. Для расчета функции распределения Гауссмита–Сандерсона необходимо просуммировать большой ряд членов, каждый из которых содержит интеграл от быстро осциллирующей функции. Данное обстоятельство существенно затрудняет использование метода Монте-Карло в сильноточной электронике ввиду огромного числа частиц, используемых при моделировании сильноточных приборов.

Выход из сложившейся ситуации был найден в [4], где функция распределения углов отклонений представлена с помощью простой формулы, полученной на основе строгого теоретического анализа [20] средних величин,

вычисленных с помощью распределения Гауссмита–Сандерсона. На примере расчета углового распределения электронов после прохождения золотых фольг различной толщины авторами [4] продемонстрировано, что при использовании упрощенных выражений для распределения Гауссмита–Сандерсона вычислительная сложность метода Монте-Карло существенно снижается, а результаты моделирования прохождения частиц через вещество не изменяются.

Метод, предложенный авторами [4], был выбран нами для интеграции в одномерную программу, предназначенную для моделирования сильноточных приборов с осциллирующим ВК.

1.2. Верификация метода: коэффициенты отражения и прохождения

В качестве первого шага для оценки пригодности вышеописанного подхода к моделированию взаимодействия электронов с веществом нами были рассчитаны коэффициенты отражения R_N электронов от фольг (пластин), сделанных из различных веществ (C, Al, Fe, Ag, Au, U и Be). При этом толщины фольг значительно превышали длины пробега электронов в соответствующих материалах. Энергия частиц, нормально падающих на мишень, изменялась в диапазоне от 0.1 до 2 MeV. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными [11,12], результаты сравнения показаны на рис. 1. Хорошее согласие было получено для большинства материалов за исключением бериллия (рис. 1, b).

Значительное отличие результатов моделирования от экспериментальных данных для бериллия, по-видимому, связано с тем, что в расчетах не учитываются электрон-электронные соударения, которые увеличивают угол многократного рассеяния приблизительно в $1 + 1/Z$ раз. В случае легких элементов стоящий в знаменателе

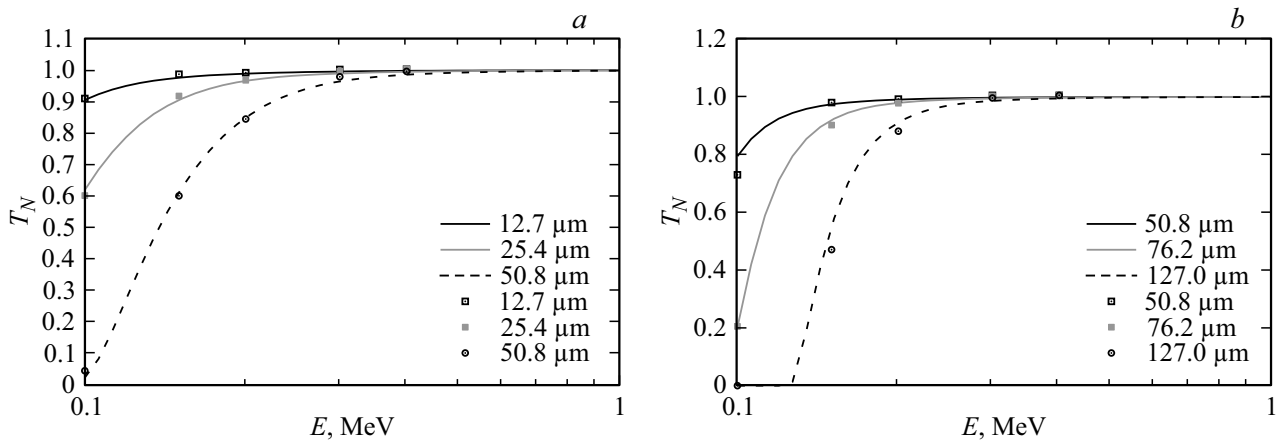


Рис. 2. Коэффициенты прохождения электронов через алюминиевые (а) и бериллиевые (b) пластины различной толщины. Сплошными и штриховыми линиями показаны результаты моделирования, точки соответствуют результатам расчета [10].

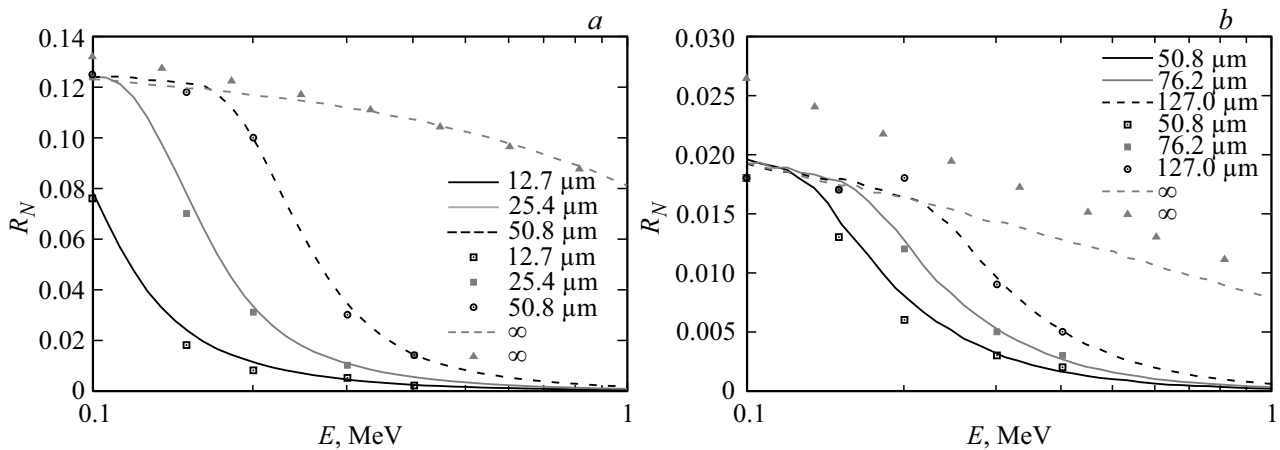


Рис. 3. Коэффициенты отражения электронов от алюминиевых (а) и бериллиевых (b) пластин различной толщины. Сплошными и штриховыми линиями показаны результаты моделирования, точки соответствуют результатам расчета для пластин конечной толщины [10] и экспериментальным данным для толстых пластин [12], толщина которых значительно превышает длину пробега частиц в соответствующем материале. Зависимости, соответствующие толстым пластинам, помечены на графиках символом ∞ .

заряд ядра обеспечивает более существенное влияние данного фактора на все величины, зависящие от угла многократного рассеяния. Кроме того, следует отметить, что оболочки валентных электронов атома перестраиваются в твердом теле, что также вносит свой вклад в отклонение расчетных значений от экспериментальных данных.

Также были рассчитаны коэффициенты прохождения T_N и отражения R_N электронов с энергией от 0.1 до 1 MeV для алюминиевых и бериллиевых фольг разной толщины. На рис. 2, 3 приведено сравнение результатов моделирования коэффициентов прохождения T_N и отражения R_N с расчетными значениями из работы [10] и экспериментальными данными [12]. Результаты, полученные нами, хорошо согласуются с опубликованными расчетами [10]. При этом наблюдается некоторое расхождение результатов моделирования и экспериментом в коэффициенте отражения, что, как отмечалось выше,

вероятнее всего, вызвано пренебрежением электрон-электронных столкновений как в нашем моделировании, так и в расчетах [10].

На рис. 4 приведены зависимости коэффициентов отражения от кинетической энергии падающих на алюминиевую пластину частиц. Разные кривые соответствуют разным углам падения. Результаты, полученные в настоящей работе, отлично согласуются с результатами работы [9] до ~ 2 MeV. При энергии ~ 2 MeV коэффициенты отражения, приведенные в [9], в отличие от наших расчетов, демонстрируют заметное уменьшение, в том числе и при нормальном падении. Заметим, что на экспериментальной зависимости, отвечающей нормальному падению ($\theta = 0^\circ$) (рис. 1), такое уменьшение коэффициента отражения отсутствует.

Таким образом, результаты моделирования, полученные в настоящей работе, демонстрируют хорошее согласие как с экспериментальными данными, так и с

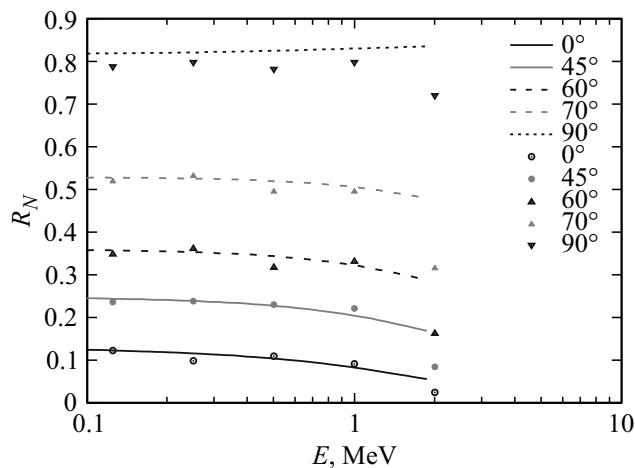


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения от кинетической энергии при разных углах падения электронов на толстую алюминиевую пластину. Линии соответствуют результатам моделирования, точки — расчетам из работы [9].

численными расчетами, опубликованными в литературе. Некоторое расхождение с экспериментом ($\sim 20\%$) наблюдается в коэффициенте отражения электронов с энергией ~ 0.1 MeV от бериллиевых фольг (рис. 3), что, по всей видимости, связано, как уже было отмечено, с неучетом электрон-электронного рассеяния.

2. Осцилляции виртуального катода

Алгоритм, описанный в [4] и использованный нами в предыдущем параграфе для расчета коэффициентов отражения и прохождения электронов, был интегрирован в одномерную программу, предназначенную для моделирования сильноточных приборов с осциллирующим виртуальным катодом методом крупных частиц [17,19,21,22]. Данная программа осуществляет расчет движения релятивистских электронов в продольном самосогласованном электрическом поле. Электрическое поле находится с помощью численного решения уравнения Пуассона для потенциала. Здесь следует отметить, что хотя одномерный подход к исследованию работы приборов с осциллирующим ВК учитывает только продольное электрическое поле и упрощенно описывает геометрию прибора, тем не менее он качественно воспроизводит процесс образования осциллирующего виртуального катода и спектр его колебаний [16].

Расчетная область состоит из двух частей (рис. 5): катод-анодного зазора и пространства дрейфа. Потенциал правой стенки пространства дрейфа может быть равен как потенциалу анода (случай виркатора), так и потенциалу катода (случай отражательного триода). Инжекция крупных частиц, каждая из которых содержит огромное число элементарных носителей заряда, в систему осуществляется в условиях неограниченной эмис-

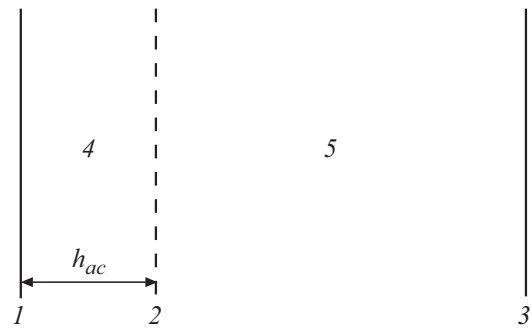


Рис. 5. Одномерная модель прибора с осциллирующим ВК (1 — катод, 2 — анодная сетка, 3 — коллектор, 4 — катод-анодный зазор, 5 — пространство дрейфа).

сионной способности катода, предполагающей равенство нулю электрического поля на его поверхности.

Данное условие наиболее точно соответствует режиму взрывной электронной эмиссии, типичному для сильноточных ускорителей. В одномерном приближении предполагается, что электронный пучок однороден в плоскости перпендикулярной оси z , вдоль которой виртуальный катод осциллирует. Каждая частица обладает тремя компонентами скорости.

До учета рассеяния анодная сетка предполагалась полупрозрачной и характеризовалась единственным параметром — геометрической прозрачностью сетки η , изменяющейся от нуля до единицы. При прохождении крупной частицы сквозь анод ее заряд умножался на коэффициент прозрачности, что соответствует поглощению части частиц анодной сеткой, поэтому исходная модель названа „моделью поглощения“. Ни отражение частиц, ни замедление частиц в материале анода, ни появление разброса по скоростям вследствие многократного рассеяния в программе не учитывалось. На рис. 6 представлены колебания электрического поля E и фазовый портрет пучка в виркаторе в модели поглощения для анодной сетки с геометрической прозрачностью равной $\eta = 0.7$. Ускоряющий потенциал, приложенный к катод-анодному зазору, составляет 0.5 MV. На графиках компонента скорости v_z , электрическое поле E , время t , частота f и координата z нормированы соответственно на характерные для рассматриваемой задачи величины: скорость света c , поле $\frac{mc^2}{eh_{ac}}$, временной промежуток h_{ac}/c , частотный интервал c/h_{ac} и катод-анодный зазор h_{ac} (e — элементарный заряд, m — масса электрона). Электрическое поле соответствует точке в пространстве дрейфа, расположенной от анода на расстоянии, равном межэлектродному зазору h_{ac} , что приблизительно соответствует положению виртуального катода — области, в которой компонента скорости v_z меняет знак и происходит частичное отражение электронов (рис. 6, б).

Добавление алгоритма, описанного в [4] и использованного нами для моделирования отражения и прохождения электронов через вещество, позволило описать их рассеяние на анодной сетке — соответствующий подход

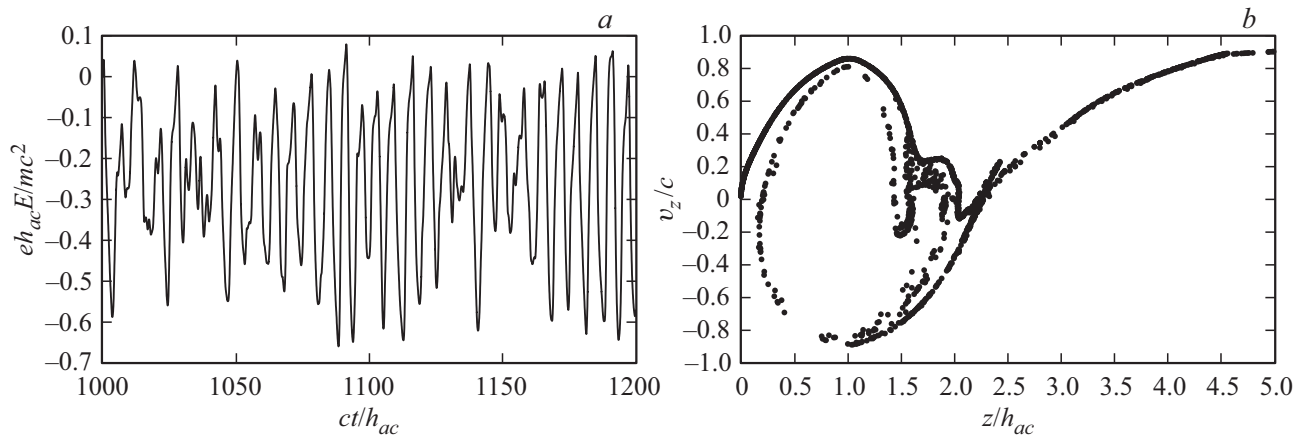


Рис. 6. Электрическое поле в области ВК (а) и фазовый портрет электронного пучка (b) в модели поглощения. На графике а вдоль оси абсцисс отложена продольная координата в единицах катод-анодного зазора h_{ac} . Вдоль оси ординат — продольная компонента скорости частиц в единицах скорости света.

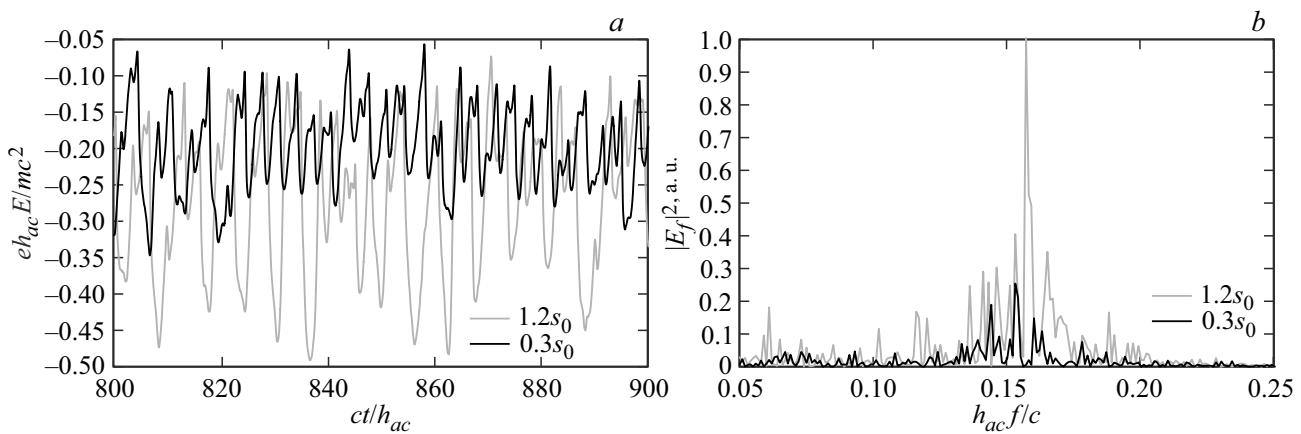


Рис. 7. Электрическое поле в области ВК и его спектр в модели рассеяния. Анод стальной.

назван „моделью рассеяния“. В усовершенствованной версии программы для описания анодной сетки необходимо использование трех параметров: геометрической прозрачности сетки, материала анода и его толщины d . Геометрическая прозрачность η определяет вероятность $(1 - \eta)$ попадания частицы в анодную сетку, представляющую собой металлическую фольгу толщины d с отверстиями. Отношение площади отверстий к площади фольги равняется коэффициенту прозрачности η .

Таким образом, частица, прошедшая сквозь анод, рассеивается с вероятностью $1 - \eta$, либо не рассеивается с вероятностью η . В случае рассеяния движение частицы в материале анода рассчитывается точно так же, как и в плоской фольге. (Возможная сложная структура анодной сетки при этом не учитывается. Например, сетка может быть сделана из круглых проволок, что невозможно описать в рамках одномерной модели.) Рассеянная (непоглощенная) частица попадает либо в катод-анодный зазор, либо в пространство дрейфа с продольной скоростью, уменьшенной вследствие ионизационных потерь энергии и многократного рассеяния.

При этом времени нахождения частицы внутри материала анода мы пренебрегаем, поскольку характерная толщина d приблизительно на один-два порядка меньше характерной величины катод-анодного зазора.

На рис. 7 и 8 представлены колебания электрического поля, их спектр и фазовый портрет пучка в случае стальных анодных сеток с геометрической прозрачностью $\eta = 0.7$, имеющих разную толщину (толщина сетки указана на графике в единицах длины пробега s_0). Ускоряющий потенциал равен 0.5 MV. Моделирование виркатов показало, что рассеяние электронов на аноде приводит к образованию вблизи анода облака электронов, обладающих большим разбросом по скоростям. Это облако образуется в результате потери продольного импульса электронами при рассеянии на анодной сетке, вследствие чего частицам не хватает энергии, чтобы достичь катода или ВК. В результате они колеблются в потенциальной яме между катодом и ВК до полного своего поглощения. Рассеяние на аноде приводит к случайному изменению фазы колебаний электронов, что мешает им участвовать в генерации когерентных

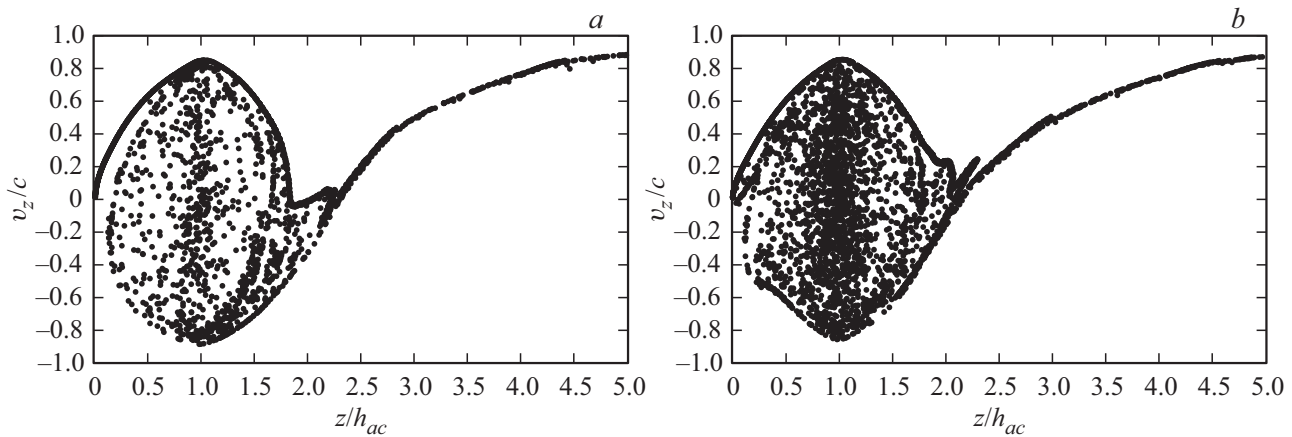


Рис. 8. Фазовые портреты электронного пучка в модели рассеяния при толщинах стального анода $1.2s_0$ (a) и $0.3s_0$ (b).

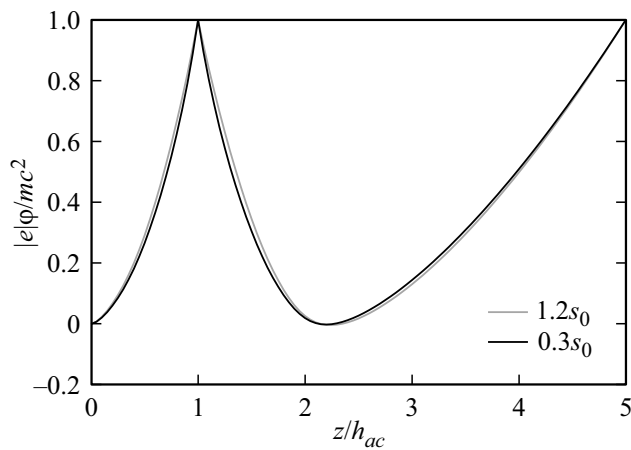


Рис. 9. Распределение потенциала, усредненного по многим периодам колебаний и нормированного на величину $mc^2/|e| \approx 0.5$ MV, в приборе с осциллирующим ВК.

колебаний. Кроме того, повисшее облако рассеянных электронов частично экранирует анод и запирает релятивистский вакуумный диод. Как следствие, электроны, инжектируемые с поверхности катода, которые могли бы участвовать в коллективных колебаниях, попадают в диод в меньших количествах. В результате амплитуда колебаний в виркаторах снижается.

Как видно на рис. 7 и 8 при толщине анодной сетки, близкой к длине пробега электронов в материале анода, число электронов в облаке меньше, чем в случае более тонкой сетки. Таким образом, в облаке, влияющем на уменьшение амплитуды колебаний, будет меньше частиц, запирающих виркатор. Об этом свидетельствуют изображенные на рис. 9 кривые усредненного по многим периодам колебаний потенциала ϕ для тонкой и толстой анодных сеток. Можно заметить, что кривая, соответствующая более тонкой анодной сетке, имеет более крутой наклон вблизи анода, что говорит о большей концентрации электронов в указанной области, поскольку

вторая производная от потенциала по пространственной координате пропорциональна плотности заряда.

Заключение

Рассеяние релятивистских электронных пучков на электродинамических структурах, обусловленное многократным рассеянием и сопровождающееся ионизационными и радиационными потерями энергии, оказывает существенное влияние на работу сильноточных виркаторов. В частности, рассеяние пучков на анодной сетке приводит к образованию вблизи анода облака электронов с большим разбросом по скоростям. Рассеянные электроны, попавшие в это облако, не участвуют в колебаниях виртуального катода и частично запирают вакуумный диод, приводя к снижению амплитуды колебаний полей в системе, а значит к падению мощности излучения. Показано, что для увеличения амплитуды колебаний нужно использовать анодные сетки с толщиной приблизительно равной длине пробега электронов в соответствующем материале. Такие сетки способны свести к минимуму число рассеянных электронов, прошедших сквозь анод.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.M. Creedon. J. Appl. Phys., **68** (11), 5494 (1990). DOI: 10.1063/1.347008
- [2] M.J. Berger. In *Methods in Computational Physics*, ed. by B. Alder, S. Fernbach, M. Rotenberg (Academic Press, NY, 1963), v. 1, p. 135.
- [3] S.M. Seltzer. Intern. J. Radiation Appl. Instrum. Part A. Appl. Radiation and Isotopes, **42** (10), 917 (1991). DOI: 10.1016/0883-2889(91)90050-B

- [4] J.M. Fernandez-Varea, R. Mayol, J. Baro, F. Salvat. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, **73**, 447 (1993). DOI: 10.1016/0168-583X(93)95827-R
- [5] S. Gouldsmit, J.L. Saunderson. Phys. Rev., **57**, 244 (1940). DOI: 10.1103/PhysRev.57.24
- [6] F. Rohrlich, B.C. Carlson. Phys. Rev. J., **93**, 38 (1954). DOI: 10.1103/PhysRev.93.38
- [7] R.H. Pratt, Atomic Data Nucl. Data Tables, **20** (2), 175 (1977). DOI: 10.1016/0092-640X(77)90045-6
- [8] А.П. Онучин. *Экспериментальные методы ядерной физики* (Изд-во НГТУ, Новосибирск, 2010)
- [9] M.J. Berger. NBS, **TN-187** (1963).
- [10] S.M. Seltzer, M.J. Berger. Nucl. Instrum. Methods, **119**, 157 (1974). DOI: 10.1016/0029-554X(74)90747-2
- [11] T. Tabata, S. Okabe. Nucl. Instrum. Methods, **94**, 509 (1971). DOI: 10.1016/0029-554X(71)90013-9
- [12] R. Ito, P. Andreo, T. Tabata, Bull. Univer. Osaka Prefecture, Series A, **41** (2), 69 (1993).
- [13] А.А. Рухадзе, С.Д. Столбецов, В.П. Тараканов. РЭ, **37** (3), 385 (1992).
- [14] А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир. РЭ, **47** (6), 645 (2002).
- [15] А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир, И.Ю. Корнилова. УФН, **172** (11), 1225 (2002). DOI: 10.3367/UFNr.0172.200211a.1225
- [16] А.Е. Дубинов, И.А. Ефимова, И.Ю. Корнилова, С.К. Сайков, В.Д. Селемир, В.П. Тараканов. ЭЧАЯ, **35** (2), 460 (2004).
- [17] V.P. Tarakanov. EPJ Web Conf., **149**, 04024 (2017). DOI: 10.1051/epjconf/201714904010
- [18] А.Е. Дубинов, В.П. Тараканов, Письма в ЖТФ, **45** (15), 14 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.15.48079.17805
- [19] S.N. Andreev, Y.K. Kurilenkov, A.V. Oginov. Mathematics, **11**, 4009 (2023). DOI: 10.3390/math11184009
- [20] H.W. Lewis. Phys. Rev., **78**, 526 (1950). DOI: 10.1103/PhysRev.78.526
- [21] А.С. Рошаль. *Моделирование заряженных пучков* (Атомиздат, М., 1979)
- [22] Ч. Бэдсел, А. Ленгдон. *Физика плазмы и численное моделирование* (Энергоатомиздат, М., 1989)