13

Формирование и динамика электронного потока в электронно-оптической системе гиротрона с учетом отражения электронов от магнитной пробки

© О.И. Лукша, А.Г. Малкин, Б.Р. Апаневич

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: louksha@rphf.spbstu.ru

Поступило в Редакцию 26 июня 2025 г.
В окончательной редакции 19 августа 2025 г.
Принято к публикации 12 сентября 2025 г.

Обсуждена новая методика учета шероховатости поверхности термокатода и разброса начальных тепловых скоростей при выполнении траекторного анализа в электронно-оптической системе гиротрона. С использованием этой методики определены параметры винтового электронного потока в гиротроне средней мощности четырехмиллиметрового диапазона длин волн излучения. На основе метода крупных частиц проведено моделирование коллективных процессов в электронном пространственном заряде, захваченном в ловушку между катодом и магнитной пробкой. Определены пороговые условия возбуждения и амплитудно-частотные характеристики низкочастотных колебаний, связанных с развитием неустойчивости в пространственном заряде в ловушке. Обсуждена возможная связь этих колебаний с резонансными структурами, существующими в электронно-оптической системе.

Ключевые слова: СВЧ электроника, гиротрон, винтовой электронный поток, магнитная пробка, низкочастотные колебания.

DOI: 10.61011/JTF.2026.02.62299.164-25

Введение

Гиротроны являются наиболее эффективными устройствами для генерации мощного СВЧ-излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Одним из ключевых направлений их использования является нагрев плазмы и управление электрическим током в установках, предназначенных для осуществления управляемого термоядерного синтеза. Частотный диапазон $110-170\,\mathrm{GHz}$ наиболее распространен для гиротронов, используемых в современных термоядерных установках. Эти гиротроны способны выдавать мегаваттную мощность в квазинепрерывном режиме, при этом длительность импульсов может достигать десятков минут [1,2]. Помимо термоядерных исследований, гиротроны находят применение в таких областях, как дальняя радиолокация, обработка материалов, высокоточная спектроскопия, ускорение заряженных частиц и ряд других современных технологий.

Важным фактором, влияющим на эффективность и предельные достижимые параметры гиротронов, является качество формируемого в электронно-оптической системе (ЭОС) электронного пучка с винтообразными траекториями частиц. В высококачественных винтовых электронных потоках (ВЭП) сочетается большое значение осцилляторной энергии электронов, которую принято характеризовать величиной питч-фактора $\alpha = v_\perp/v_\parallel$, где $v_\perp$ и $v_\parallel$ — поперечная и продольная компоненты скорости, с малым скоростным и энергетическим разбросом и требуемой поперечной структурой пучка (см., например, [3]). В большинстве случаев в гиротронах электронный поток формируется с помощью магнетронно-инжекторной пушки (МИП) [4]. Необходимая величина поперечной энергии достигается в области магнитной компрессии между пушкой и резонатором, где продольная энергия частиц перекачивается в поперечную. Параметры ВЭП определяются на этапе проектирования прибора в результате численного траекторного анализа, в рамках которого рассчитываются самосогласованные траектории частиц в статических электрическом и магнитном полях. Важными факторами, которые влияют на скоростной разброс электронов в ВЭП и которые должны быть учтены при проведении такого траекторного анализа, являются шероховатость эмитирующей поверхности термокатода и разброс начальных тепловых скоростей электронов.

При наличии скоростного разброса в ВЭП повышение среднего питч-фактора электронов в конечном итоге приведет к отражению части потока от магнитной пробки и к накоплению пространственного заряда в ловушке между катодом и пробкой. Накопленный пространственный заряд неустойчив, в нем могут развиваться паразитные низкочастотные колебания (НЧК, LFO), негативно влияющие на качество поступающего в резонатор первичного ВЭП. В ряде лабораторий теоретически и экспериментально исследовались процессы накопления заряда в ловушке и характеристики паразитных НЧК [3,5–21]. В частности, в расчетах

была показана важная роль вторичной эмиссии с катода в этих процессах, предложен механизм группировки электронов в ловушке, ответственный за развитие НЧК, определены способы снижения инкремента нарастания возмущений в накопленном пространственном заряде [7,10,11,13,16,19]. В экспериментах выявлена возможная связь параметров НЧК со свойствами резонансных электродинамических структур, которыми выступают элементы электронно-оптической системы гиротрона [8,9,18].

Моделирование динамических процессов в ловушке осуществляется на базе метода крупных частиц (Particle-In-Cell, PIC) [22]. PIC-моделирование длительных во времени процессов требует значительных затрат вычислительных ресурсов. С целью сокращения этих затрат в предыдущих исследованиях применяли упрощенное одномерное [7,16,17] и двумерное [10,11,13] моделирование. Однако современные вычислительные системы позволяют при разумных затратах машинного времени провести полноценное трехмерное моделирование динамических процессов для больших временных интервалов, составляющих сотни периодов осцилляций одиночных частиц в ловушке. При таком моделировании, очевидно, может быть выявлена связь характеристик НЧК с параметрами резонансных структур в ЭОС гиротрона.

В настоящей работе трехмерное численное моделирование с учетом отражения части ВЭП от магнитной пробки было проведено для гиротрона СПбПУ с рабочей частотой 74.2 GHz и выходной СВЧ-мощностью примерно 100 kW [12,20,23]. Ранее в экспериментах с этим гиротроном были подробно изучены характеристики НЧК, определено их влияние на параметры ВЭП и предложены способы подавления. Все расчеты в настоящей работе были выполнены с помощью программы CST Studio Suite [24]. Некоторые особенности использованных расчетных моделей описаны в [25,26].

1. Учет разброса начальных скоростей электронов при траекторном анализе в ЭОС гиротрона

Заметное влияние на качество ВЭП, формируемого в ЭОС гиротрона, оказывает разброс начальных скоростей электронов, который возникает вследствие разброса тепловых скоростей при выходе электронов с поверхности катода, а также из-за шероховатости этой поверхности [3,26–28]. Типичный размер таких шероховатостей — единицы-десятки микрон. При таком размере шероховатостей их влияние на скоростной разброс электронов в ВЭП заметно больше влияния разброса тепловых скоростей. Очевидны трудности проведения траекторного анализа в ЭОС с длиной в сотни миллиметров, если на поверхности катода присутствуют неоднородности микронных размеров. Предложены различные алгоритмы учета разброса начальных скоростей при расчете электронных траекторий в модели гиротрона с гладким катодом [27,28]. В работе [26] показано, что спектр поперечных скоростей в модели катода с полусферами микронного размера близок по форме к спектру скоростей для гладкого катода, если для него задавать максвелловское распределение начальных скоростей с помощью инструментов, доступных в CST Studio Suite при установке свойств термоэмиттера. Эффективная температура, как параметр этого распределения, должна быть заметно больше типичных значений температуры термокатодов для того, чтобы разброс поперечных скоростей был близок к разбросу, полученному в эксперименте. Однако при таком простейшем способе задания параметров термоэлектронной эмиссии электроны, стартующие с катода, будут иметь аномально большую начальную энергию (полную скорость), что не соответствует реальным условиям. Это обусловливает паразитный энергетический разброс электронов в ВЭП, а также не позволяет корректно рассчитывать процессы накопления частиц в ловушке гиротрона при отражении части потока от магнитной пробки в рамках PIC-моделирования.

В настоящей работе подход, предложенный в [26], был скорректирован с тем, чтобы устранить паразитный разброс начальных энергий на катоде. Процедура учета начальных скоростей включала несколько этапов.

Первый этап. Для модели электронно-оптической системы при выбранном сеточном разбиении и режиме работы, которые впоследствии не менялись, с помощью вычислителя Tracking Solver рассчитывались электронные траектории для начальной энергии электронов на катоде, равной нулю. Для каждой траектории в рамках постобработки результатов моделирования определялись временные зависимости глобальных координат $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ и скоростей $v_x(t)$, $v_y(t)$, $v_z(t)$.

Второй этап. Выбирался момент времени t_0, для которого высота подъема электронной траектории над поверхностью катода $h \approx 30\,\mu$m. Напомним, что при расчетах в модели катода с регулярно расположенными на его поверхности полусферами радиусом r_0 было показано, что распределение электронов по поперечным скоростям практически не меняется при увеличении расстояния от катода, если это расстояние превышает примерно $2 \cdot r_0$ [26]. Причем при $r_0 = 14\,\mu$m значения скоростного разброса, полученные в расчетах и в экспериментах с гиротроном СПбПУ, были примерно равны. В текущих расчетах для каждой электронной траектории определялись значения $x(t_0)$, $y(t_0)$, $z(t_0)$, $v_{x0}(t_0)$, $v_{y0}(t_0)$, $v_{z0}(t_0)$. По этим значениям вычислялась полная скорость $v_{abs}(t_0)$, а также компоненты скорости вдоль осей локальной системы координат $v_{u0}(t_0)$ и $v_{w0}(t_0)$ (рис. 1). Ось u направлена по азимуту, ось w — вдоль образующей конусного катода, а ось v — по нормали к поверхности катода. Очевидно, что для каждой траектории направление осей u, w и v будет различным.

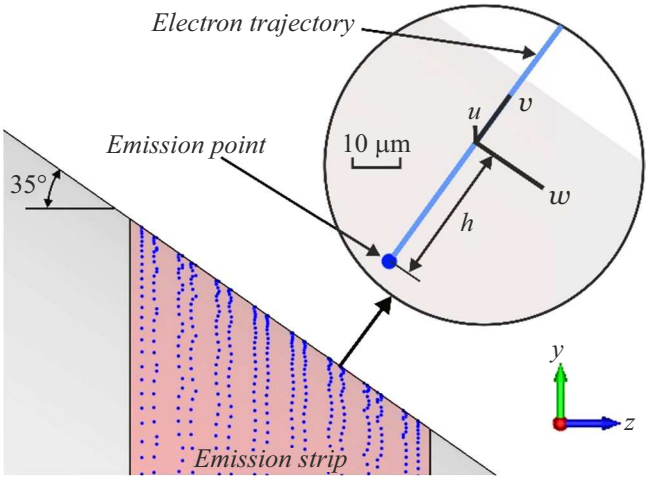

Рис. 1. Изображение центров эмиссии на эмитирующем пояске катода и крупно — одна из электронных траекторий.

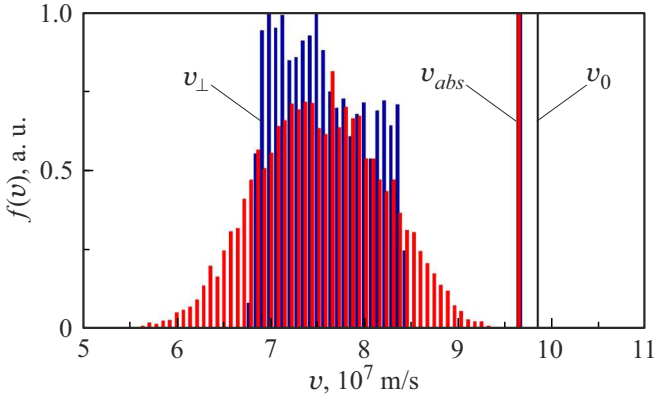

Рис. 2. Распределения электронов по поперечным $v_\perp$ и полным v_{abs} скоростям при отсутствии разброса начальных скоростей (синий цвет) и при разбросе начальных скоростей, соответствующем энергии $W_{\text{init}} = 7.15\,\text{eV}$ (красный цвет). Показано значение скорости электрона v_0 с энергией 30 keV.

Третий этап. Задавались случайные составляющие тангенциальных компонент начальной скорости $v'_u(t_0)$ и $v'_w(t_0)$, исходя из предположения, что эти скорости распределены в соответствии с функцией Гаусса:

$$f(v) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\sigma} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right),$$

где σ — среднеквадратичное отклонение. Причем для каждой электронной траектории определялись два значения $v'_u(t_0)$ и два значения $v'_w(t_0)$, различающиеся знаком перед величиной скорости. Для задания пар независимых нормально распределенных случайных скоростей использовалось преобразование Бокса–Мюллера [29]. В дальнейшем в качестве параметра, характеризующего разброс начальных скоростей, будем использовать величину $W_{\text{init}}[eV] = \frac{m \cdot \sigma^2}{e}$, где e и m — заряд и масса электрона.

Четвертый этап. Новые значения скоростей вдоль осей локальной системы координат были равны:

$$v_{u1}(t_0) = v_{u0}(t_0) + v'_u(t_0),$$

$$v_{w1}(t_0) = v_{w0}(t_0) + v'_w(t_0),$$

$$v_{v1}(t_0) = \sqrt{v^2_{\text{abs}}(t_0) - v^2_{u1}(t_0) - v^2_{w1}(t_0)}.$$

По этим значениям определялись новые глобальные начальные скорости $v_{x1}(t_0)$, $v_{y1}(t_0)$, $v_{z1}(t_0)$. Массив данных $x(t_0)$, $y(t_0)$, $z(t_0)$, $v_{x1}(t_0)$, $v_{y1}(t_0)$, $v_{z1}(t_0)$ образовывал входной интерфейс частиц для проведения траекторного анализа в модели ЭОС с гладким катодом при наличии разброса начальных скоростей электронов. В этом интерфейсе из каждого центра эмиссии испускаются по две частицы с разными скоростями.

Описанная процедура была реализована в макросе, работающем в программе CST Studio Suite.

2. Траекторный анализ в электронно-оптической системе гиротрона

Вначале были выполнены расчеты статических электронных траекторий с помощью вычислителя Tracking Solver. Для этих расчетов использовалась модель полной ЭОС с осаждением электронного потока на коллекторе. Формирование ВЭП осуществлялось с помощью стандартной МИП без управляющего электрода с углом наклона образующей конусной части катода к оси, равным 35° [26,30]. Источником электронов служили 10 960 центров эмиссии, равномерно распределенных по пояску конусного катода. Эмиссия была однородной по азимуту. Использовалось тетраэдральное сеточное разбиение модели с уменьшенным шагом ячеек в области эмиттера, а также в области расположения электронных траекторий. Общее количество ячеек сетки составляло примерно 39 млн.

Расчетный рабочий режим гиротрона характеризуется следующими значениями основных параметров: ускоряющее напряжение $U_0 = 30\,\text{kV}$, ток пучка $I_b = 10\,\text{A}$, магнитное поле в центре резонатора $B_0 = 2.75\,\text{T}$, коэффициент магнитной компрессии $B_0/B_c = 18.0$ [12,25,26,30]. Значение $B_0/B_c = 18.0$ соответствует 24 виткам катодной катушки экспериментального гиротрона СПбПУ [23]. В данном режиме средний питч-фактор $\alpha = v_\perp/v_\parallel$ и разброс поперечных скоростей $\delta v_\perp$, рассчитанные при отсутствии разброса начальных скоростей, равнялись 1.29 % и 6.1 % соответственно. Разброс скоростей в настоящей работе определялся как среднеквадратичное отклонение от среднего значения скорости. Величины α и $\delta v_\perp$ регистрировались в центральной плоскости резонатора $z = 260.5\,\text{mm}$ в максимуме продольного распределения магнитного поля $B(z)$ ($z = 0$ — центральная плоскость эмитирующего

пояска катода). При добавлении начального разброса наблюдалось уширение спектра поперечных скоростей электронов в потоке и некоторое увеличение среднего питч-фактора. Например, при $W_{\text{init}} = 7.15\,\text{eV}$ средний питч-фактор был равен 1.33, а разброс поперечных скоростей — 8.8 %. Такое значение разброса было ранее получено в экспериментах с гиротроном СПбПУ [20,26]. Распределения электронов по поперечным $v_\perp$ и полным v_{abs} скоростям для рассмотренных режимов показаны на рис. 2. Для выбранной ширины интервалов гистограмм, равной $7.2 \cdot 10^5$ m/s, спектры полных скоростей для этих режимов совпадают. Эти спектры характеризуются малым разбросом $\delta v_{abs} = 0.052\,\%$ для $W_{\text{init}} = 0$ и $\delta v_{abs} = 0.053\,\%$ для $W_{\text{init}} = 7.15\,\text{eV}$. На рисунке также показано значение скорости v_0 электрона с энергией 30 keV. Разница между v_{abs} и v_0 характеризует величину провисания потенциала пучка в центральной плоскости резонатора.

В рассмотренном режиме поперечные скорости всех частиц в максимуме распределения $B(z)$ меньше их полной скорости (рис. 2), т.е. отсутствует отражение частиц от магнитной пробки. Однако при увеличении среднего питч-фактора и/или скоростного разброса в ВЭП неизбежно появление отраженных частиц, которые, как было сказано выше, могут накапливаться в ловушке между катодом и магнитной пробкой. Коэффициент отражения электронов от пробки R, от которого зависит скорость их поступления в ловушку, очевидно, может изменяться по мере увеличения накопленного в этой ловушке пространственного заряда.

Для повышения среднего питч-фактора электронов в ВЭП и реализации режимов с отражением электронов от пробки был увеличен коэффициент магнитной компрессии до $B_0/B_c = 19.7$. Это значение соответствует 21 витку катодной катушки гиротрона СПбПУ [23]. Было также выполнено некоторое упрощение модели ЭОС гиротрона. Длина ЭОС была ограничена плоскостью $z = 274.5\,\text{mm}$, совпадающей с окончанием регулярной части резонатора. В этой плоскости была расположена „магнитная стенка“, на которой отсутствовала тангенциальная компонента магнитного поля. Был выполнен переход к гексаэдральному сеточному разбиению с размером ячейки 0.8 mm, что давало в сумме 7.9 млн. ячеек. Эта модель ЭОС была использована и при PIC-моделировании, описанном ниже в разд. 3. Внесенные упрощения позволили сократить время этого моделирования.

Если частицы отражаются от магнитной пробки и затем повторно отражаются в области катода, то не может быть гарантировано достижение условия сходимости при расчете самосогласованных траекторий в вычислителе Tracking Solver. Тем не менее мы использовали данный вычислитель для определения „начального“ коэффициента отражения R_0, когда еще мало влияние заряда отраженных частиц на траектории первичного пучка, проходящего через пробку в сторону резонатора. Для этого время моделирования, иначе, число временных шагов при расчете траекторий частиц, было выбрано минимальным, при котором, однако, все частицы первичного пучка достигают выходной плоскости $z = 274.5\,\text{mm}$. В этом случае захваченные в ловушку частицы совершают не более одного отражения в области магнитной пробки. В расчетах с отражением части ВЭП и накоплением пространственного заряда в ловушке подход к учету разброса начальных скоростей, описанный в разд. 1, не позволяет корректно рассчитать траектории частиц. Поэтому приведенные ниже результаты были получены при начальной энергии частиц на катоде, равной нулю. Число центров эмиссии, как и раньше, было равно 10 960.

Параметры ВЭП, рассчитанные при отражении электронов от магнитной пробки ($B_0/B_c = 19.7$)

U_0, kV	α	$\delta v_\perp$, %	R_0, %
28	2.01	6.23	0.78
30	2.42	5.30	1.56
32	2.82	4.28	4.14
34	3.22	3.53	8.59
36	3.51	3.13	14.64

В таблице приведены рассчитанные значения среднего питч-фактора α и скоростного разброса $\delta v_\perp$ в первичном пучке, зарегистрированные в центральной плоскости резонатора $z = 260.5\,\text{mm}$, а также начального отражения R_0 при различных значениях ускоряющего напряжения U_0. Полученные значения R_0 заметно меньше коэффициента отражения для гауссова распределения $f(v_\perp)$ при тех же α и $\delta v_\perp$ [16]. Это связано с тем, что спектры поперечных скоростей в данных расчетах, подобные показанному на рис. 2, характеризовались довольно резким спадом зависимости $f(v_\perp)$ при больших $v_\perp$ по сравнению с гауссовым распределением. При напряжении $U_0 = 30\,\text{kV}$ среднее время пролета электронов первичного ВЭП от катода до плоскости $z = 260.5\,\text{mm}$ составляло примерно 4.5 ns, а суммарный заряд всех частиц в модели равнялся $5.1 \cdot 10^{-8}$ C.

3. PIC-моделирование динамических процессов при отражении электронов от магнитной пробки

Модель ЭОС, для которой было выполнено PIC-моделирование, показана на рис. 3. В этой модели в обеих торцевых плоскостях $z = -90$ и 274.5 mm были установлены волноводные порты, через которые высокочастотные сигналы выводились из модели без отражения. Разность потенциалов между катодом и анодом создавалась с помощью дискретного линейного порта, используемого в CST Studio Suite для задания напряже-

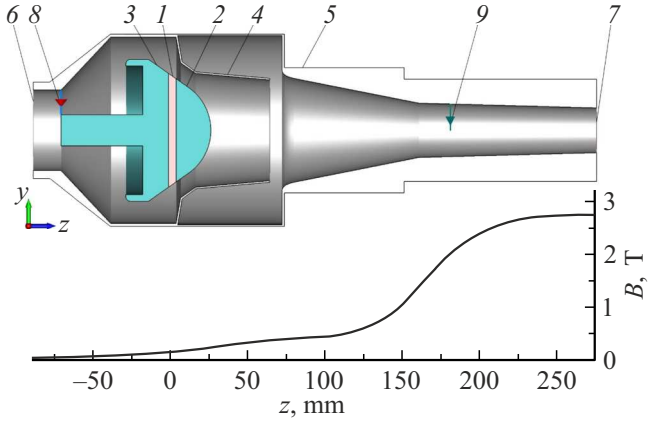

Рис. 3. Схематическое изображение модели ЭОС гиротрона: *1* — эмитирующий поясок, *2* — передняя часть катода, *3* — задняя часть катода, *4* — анод, *5* — корпус, *6, 7* — волноводные порты, *8* — дискретный порт, *9* — монитор напряжения в плоскости $z = 180$ mm. Показано продольное распределение индукции магнитного поля $B(z)$ на оси ($r = 0$).

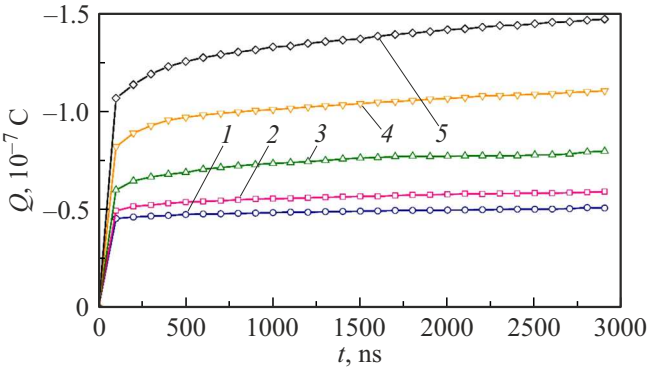

Рис. 4. Временные зависимости суммарного заряда частиц $Q(t)$ при разных значениях ускоряющего напряжения U_0: 28 (*1*), 30 (*2*), 32 (*3*), 34 (*4*), 36 kV (*5*).

ния между двумя точками в модели. Это напряжение плавно нарастало от 0 до U_0 в течение первых ~ 50 ns, после чего не изменялось. Импеданс порта был равен 50 Ω. По мере увеличения напряжения увеличивался ток термоэмиссии с катода. Скорость нарастания амплитуды импульсов напряжения и тока, очевидно, влияет на процессы в ловушке на начальном этапе моделирования [31]. Важно обеспечить плавное нарастание напряжения и тока с тем, чтобы исключить заметное влияние „головы“ пучка на условия накопления и группировки заряда в ловушке.

Напомним, что вторичная эмиссия с катода играет важную роль в электронных процессах в ЭОС гиротрона при отражении частиц от магнитной пробки, создавая, в частности, дополнительный канал их поступления в ловушку (см., например, [10]). В CST Studio Suite имеются инструменты для учета эмиссии вторичных электронов при бомбардировке элементов ЭОС, включая обширную библиотеку материалов. В качестве материала катодного блока, за исключением эмитирующего пояска, был выбран молибден с максимальным коэффициентом вторичной эмиссии 1.23 при энергии падающих электронов 600 eV [32]. Для самого пояска использовали данные по вторичной эмиссии, соответствующие W-Ba импрегнированному катоду с максимальным коэффициентом 2.5 при энергии 1000 eV [33]. Материалом остальных элементов ЭОС был выбран идеальный проводник. Было уменьшено число центров эмиссии на катоде до 480. Временной шаг моделирования равнялся примерно $1 \cdot 10^{-3}$ ns. Время моделирования задавалось равным 3000 ns, что соответствует примерно 300 – 400 периодам осцилляций одиночной частицы между катодом и магнитной пробкой. В этом случае к концу моделирования общее число крупных частиц равнялось $(1 - 2) \cdot 10^7$. При таких установках время расчета одной задачи составляло несколько дней с использованием ускорителя суперкомпьютерного центра СПбПУ. В модели были установлены специальные мониторы, используемые в CST Studio Suite для записи различных параметров во время моделирования и последующего анализа этих параметров. Мониторы регистрировали токи на электроды ЭОС, напряжения между корпусом прибора и выбранными точками в рабочем пространстве, а также параметры крупных частиц в различных плоскостях поперечного сечения.

Зависимости суммарного заряда частиц во всей области моделирования от времени для разных значений напряжения U_0 приведены на рис. 4. Видно, что во всех случаях происходит плавное нарастание заряда во времени в течение всего времени моделирования $t = 3000$ ns. Скорость этого нарастания, очевидно, зависит от коэффициента отражения электронов от пробки, увеличивающегося с повышением U_0. Таким образом, квазистационарное состояние, при котором потоки частиц в ловушку и из нее в среднем равны, не достигалось даже при большом коэффициенте отражения ($U_0 = 36$ kV), когда в накопленном заряде развиваются интенсивные колебания (см. ниже).

С течением времени изменяются значения токов, регистрируемых в цепях различных электродов ЭОС. Соответствующие зависимости для максимального напряжения $U_0 = 36$ kV показаны на рис. 5. Максимальное значение тока на эмитирующий поясок I_1 достигается в начале моделирования после переходного этапа на переднем фронте ($t \approx 50$ ns). Затем с течением времени ток на поясок уменьшается, но при этом возрастает ток на заднюю часть катода I_2 и на анод I_4, что связано с диффузией захваченных электронов в сторону бóльших радиусов. Подобные зависимости наблюдались и в предыдущих расчетах (например, [10,13,19,21]). Ток на переднюю часть катода I_3 был пренебрежимо мал по сравнению с токами на другие электроды. Из-за высокого коэффициента вторичной эмиссии с пояска вторичные электроны именно с этого электрода дают

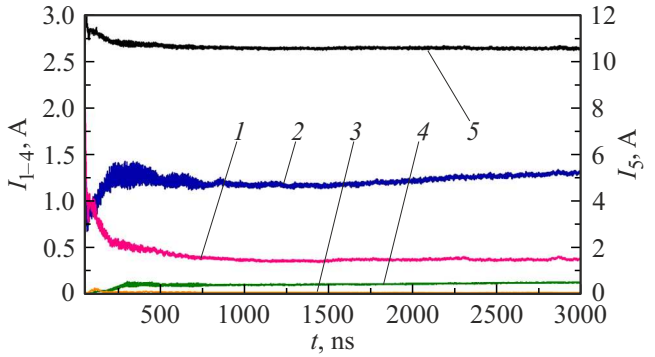

Рис. 5. Зависимости токов на элементы ЭОС гиротрона от времени при $U_0 = 36$ kV: *1* — эмитирующий поясок, *2* — задняя часть катодного блока, *3* — передняя часть катодного блока, *4* — анод, *5* — выходная граница $z = 274.5$ mm.

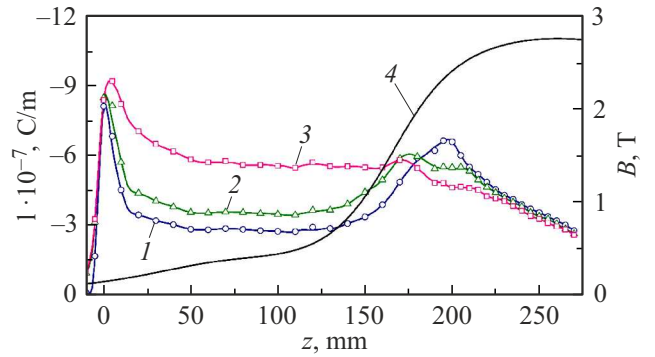

Рис. 6. Распределения линейной плотности пространственного заряда λ вдоль продольной координаты z при $U_0 = 36$ kV для различных моментов времени t: 100 (*1*), 300 (*2*), 2900 ns (*3*); *4* — продольное распределение индукции магнитного поля $B(z)$ на оси ($r = 0$).

наибольший вклад в суммарный ток пучка. Следствием этого является примерно одинаковый характер изменения во времени тока I_1 и тока I_5 пучка, проходящего через магнитную пробку и регистрируемого на выходной границе. В конце моделирования $t = 3000$ ns ток I_5 был примерно на 5% больше тока термоэлектронной эмиссии с катода, задаваемого равным 10 A.

Накопленный в ловушке пространственный заряд концентрируется в области между катодом и магнитной пробкой. На рис. 6 показаны значения линейной плотности заряда λ, определенные как интеграл от объемной плотности заряда ρ по плоскости поперечного сечения, в зависимости от координаты z этой плоскости для различных моментов времени t при $U_0 = 36$ kV. Как и при одномерном моделировании [23], по мере накопления заряда в ловушке происходит смещение максимумов распределения $\lambda(z)$ друг к другу. Иными словами, „эффективная“ длина ловушки, усредненная по всему ансамблю частиц, становится меньше.

Монитор напряжения, установленный в плоскости поперечного сечения $z = 180$ mm, регистрировал разность потенциалов U_{180} между точкой на оси прибора ($r = 0$) и заземленным корпусом (рис. 3). Зависимости $U_{180}(t)$, рассчитанные при разных напряжениях U_0, показаны на рис. 7. При малых напряжениях $U_0 = 28$, 30 и 32 kV не наблюдалось сигналов, свидетельствующих о развитии регулярных колебаний в накопленном в ловушке пространственном заряде. Такие колебания с частотой f_{LFO}, равной примерно 53 MHz, видны на зависимости $U_{180}(t)$ для $U_0 = 36$ kV. Они появлялись при $t \approx 1000$ ns и достигали насыщения по амплитуде примерно через 1500 ns, что соответствует ~ 80 периодам колебаний. Подобные значения инкремента нарастания возмущения в пространственном заряде в ловушке были раньше зафиксированы при одномерном моделировании [16].

Если судить по значению f_{LFO}, то можно предположить, что в данном режиме в ловушке осциллирует один электронный сгусток. Это подтверждается сравнением фаз сигналов мониторов напряжения, установленных в плоскостях с различными значениями продольной координаты z. Группировка пространственного заряда в ловушке, как было показано ранее [16,23], может быть связана с неизохронностью осцилляций частиц между плоскостями отражения у катода и у магнитной пробки. Значение частоты f_{LFO} в этом случае определяется формой своеобразной потенциальной ямы для осциллирующих частиц, которая зависит от распределения магнитного поля, а также от распределения электрического поля, изменяющегося по мере накопления пространственного заряда в ловушке.

При меньшем напряжении $U_0 = 34$ kV и соответственно меньшем потоке частиц в ловушку по сравнению с $U_0 = 36$ kV в конце времени моделирования наблюдались небольшие по амплитуде сигналы на частоте примерно 150 MHz (рис. 7). Такое значение частоты указывает на возможное существование одновременно трех осциллирующих сгустков в ловушке. Кратное увеличение частоты НЧК при снижении коэффициента от-

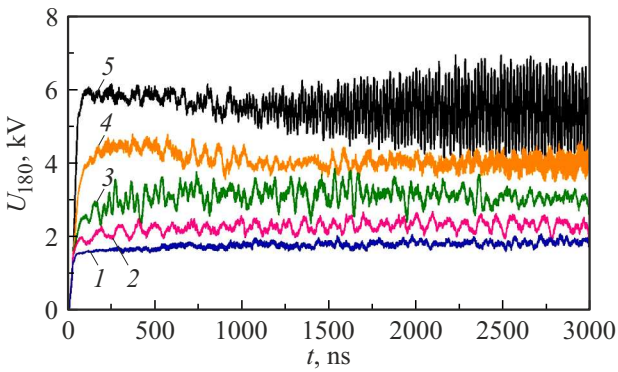

Рис. 7. Временные зависимости потенциала U_{180} на оси прибора ($r = 0$) в плоскости поперечного сечения $z = 180$ mm при разных значениях ускоряющего напряжения U_0: 28 (*1*), 30 (*2*), 32 (*3*), 34 (*4*), 36 kV (*5*).

ражения от пробки наблюдалось ранее при одномерном моделировании [16,23]. В целом при переходе от одномерного к трехмерному моделированию заметно увеличились пороговые значения коэффициента отражения от магнитной пробки и накопленного в ловушке пространственного заряда, при которых появлялись регулярные НЧК. Причина такого различия, возможно, связана с относительно малым числом крупных частиц, на которые разбивается электронный поток, при трехмерном моделировании. Увеличение этого числа, к сожалению, ограничено ресурсами вычислительной системы.

Представляется возможной связь НЧК в электронном облаке с двумя типами резонансных структур в ЭОС гиротрона: объемным резонатором, которым может быть некоторая полость, и эквивалентным колебательным контуром (распределенной LC-цепью). Расчеты собственных мод в данной модели ЭОС с помощью вычислителя Eigenmode Solver показали, что значения резонансных частот всех мод превышают 1 GHz, т. е. заметно больше f_{LFO}. Не была отмечена „привязка" частоты сигналов в электронном пространственном заряде к частотам этих мод. Распределенная LC-цепь образовывалась с помощью индуктивности дискретного порта и емкости межэлектродного зазора катод-анод. В данной модели ее резонансная частота лежала в диапазоне сотен мегагерц. Эту частоту, а также добротность LC-контура, можно было изменять за счет изменения геометрии элементов ЭОС, размеров дискретного порта, или при установке поглотителя. Если специально не задавать импеданс дискретного порта, то в сигналах токов на электроды ЭОС присутствовали высокочастотные составляющие на резонансной частоте LC-контура. Амплитуда этих составляющих возрастала с увеличением накопленного в ловушке пространственного заряда при повышении U_0. Однако введением в дискретном порту импеданса, равного 50 Ω, было достигнуто подавление сигналов, связанных с возбуждением LC-контура. В реальном приборе также могут существовать подобные LC-цепи, связанные с электронным потоком. При наличии такой связи возможна „привязка" частоты НЧК к резонансной частоте этой цепи (см., например, [9]). Снижение добротности LC-контура в этом случае может позволить уменьшить интенсивность паразитных НЧК в приборе.

Заключение

В работе был выполнен траекторный анализ в ЭОС гиротрона СПбПУ с использованием новой методики учета разброса начальных скоростей электронов, вызванного шероховатостью поверхности термокатода и разбросом тепловых скоростей. На базе полученных в рамках траекторного анализа данных были выбраны режимы работы гиротрона, в которых часть электронного потока отражается от магнитной пробки.

В этих режимах было выполнено трехмерное PIC-моделирование процессов накопления и динамики электронного пространственного заряда в ловушке между катодом и магнитной пробкой. Показана возможность возникновения паразитных низкочастотных колебаний, обусловленных группировкой заряда в осциллирующие в продольном направлении сгустки. Эти колебания возникают при заметно большем коэффициенте отражения от магнитной пробки по сравнению с проведенным ранее одномерным PIC-моделированием, что может быть связано с относительно „грубым" разбиением потока на крупные частицы при трехмерном моделировании. Специальное внимание в расчетах уделено связи характеристик паразитных колебаний с параметрами резонансных структур, существующих в ЭОС гиротрона. Выявлено влияние на динамические процессы в электронном потоке LC-контура, образованного электродами пушки и источником напряжения. Устранить влияние этого контура позволило снижение его добротности при введении дополнительного сопротивления.

Благодарности

Часть результатов была получена с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (http://www.scc.spbstu.ru). Авторы благодарны П.А. Трофимову за помощь при обсуждении полученных результатов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M.K.A. Thumm, G.G. Denisov, K. Sakamoto, M.Q. Tran. Nuclear Fusion, **59** (7), 073001 (2019). DOI: 10.1088/1741-4326/ab2005

[2] A.G. Litvak, G.G. Denisov, V.E. Myasnikov, E.M. Tai, E.A. Azizov, V.I. Ilin. J. Infrared Millimeter Terahertz Waves, **32** (3), 337 (2011). DOI: 10.1007/s10762-010-9743-8

[3] Ш.Е. Цимринг. *Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков* (ИПФ РАН, Н. Новгород, 2012) [Sh.E. Tsimring. *Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007)]

[4] А.Л. Гольденберг, М.И. Петелин. Изв. вузов. Радиофизика, **16** (1), 141 (1973). [A.L. Gol'denberg, M.I. Petelin. Radiophys. Quant. Electron. **16** (1), 106 (1973). DOI: 10.1007/BF01080801]

[5] В.Е. Запевалов, В.Н. Мануилов, Ш.Е. Цимринг. Изв. вузов. Радиофизика, **33** (12), 1406 (1990). [V.E. Zapevalov, V.N. Manuilov, Sh.E. Tsimring. Radiophys. Quant. Electron., **33** (12), 1043 (1990). DOI: 10.1007/BF01040147]

[6] О.И. Лукша, Г.Г. Соминский. ЖТФ, **64** (11), 160 (1994). [O.I. Louksha, G.G. Sominskii. Tech. Phys., **39** (11), 1173 (1994).]

[7] Д.В. Борзенков, О.И. Лукша. ЖТФ, **67** (9), 98 (1997). [D.V. Borzenkov, O.I. Luksha. Tech. Phys., **42** (9), 1071 (1997). DOI: 10.1134/1.1258768]

[8] I. Gorelov, J.M. Lohr, D. Ponce, R.W. Callis, H. Izeki, R.A. Legg, S.E. Tsimring. In: *Proc. 24th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves* (Monterey, USA, 1999), TU-D8
[9] B. Piosczyk, A. Arnold, G. Dammertz, O. Dumbrajs, M. Kuntze, M.K. Thumm. IEEE Trans. Plasma Sci., **30** (3), 819 (2002). DOI: 10.1109/TPS.2002.1010853
[10] П.В. Кривошеев, В.Н. Мануилов. Прикладная физика, **3**, 80 (2002).
[11] П.В. Кривошеев, В.Н. Мануилов. Прикладная физика, **1**, 101 (2004).
[12] O. Louksha, B. Piosczyk, G. Sominski, M. Thumm, D. Samsonov. IEEE Trans. Plasma Sci., **34** (3), 502 (2006). DOI: 10.1109/TPS.2006.875779
[13] В.Н. Мануилов. Изв. вузов. Радиофизика, **49** (10), 872 (2006). [V.N. Manuilov. Radiophys. Quant. Electron., **49** (10), 786 (2006). DOI: 10.1007/s11141-006-0113-2]
[14] Е.В. Иляков, И.С. Кулагин, В.Н. Мануилов, А.С. Шевченко. Изв. вузов. Радиофизика, **51** (10), 855 (2008). [E.V. Ilyakov, I.S. Kulagin, V.N. Manuilov, A.S. Shevchenko. Radiophys. Quant. Electron., **51** (10), 772 (2008). DOI: 10.1007/s11141-009-9080-8]
[15] A.J. Cerfon, E. Choi, C.D. Marchewka, I. Mastovsky, M.A. Shapiro, R.J. Temkin. IEEE Trans. Plasma Sci., **37** (7), 1219 (2009). DOI: 10.1109/TPS.2009.2020903
[16] О.И. Лукша. Изв. вузов. Радиофизика, **52** (5–6), 425 (2009). [O.I. Louksha. Radiophys. Quant. Electron., **52** (5–6) 386 (2009). DOI: 10.1007/s11141-009-9149-4]
[17] R. Yan, T.M. Antonsen, G.S. Nusinovich. IEEE Trans. Plasma Sci., **38** (6), 1178 (2010). DOI: 10.1109/TPS.2010.2045160
[18] T. Rzesnicki, B. Piosczyk, S. Kern, S. Illy, J. Jin, A. Samartsev, A. Schlaich, M. Thumm. IEEE Trans. Plasma Sci., **38** (6), 1141 (2010). DOI: 10.1109/TPS.2010.2040842
[19] В.Н. Мануилов, А.А. Мазур. Вестник Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского, **5** (3), 327 (2011).
[20] О.И. Лукша, Д.Б. Самсонов, Г.Г. Соминский, С.В. Семин. ЖТФ, **83** (5), 132 (2013).
[21] I.Gr. Pagonakis, B. Piosczyk, J. Zhang, S. Illy, T. Rzesnicki, J.-P. Hogge, K. Avramidis, G. Gantenbein, M. Thumm, J. Jelonnek. Phys. Plasmas, **23**, 023105 (2016). DOI: 10.1063/1.4941705
[22] Ч. Бэдсел, А. Ленгдон. *Физика плазмы и численное моделирование* (Энергоатомиздат, М., 1989)
[23] О.И. Лукша. *Винтовые электронные потоки гиротронов: динамика пространственного заряда и методы повышения качества* (Докт. дисс. 01.04.04 / СПбПУ, СПб., 2011)
[24] *CST Studio Suite. Electromagnetic field simulation software* Электронный ресурс. Режим доступа: https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/
[25] О.И. Лукша, П.А. Трофимов. ЖТФ, **89** (12), 1988 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.12.48501.179-19 [O.I. Louksha, P.A. Trofimov. Tech. Phys., **64** (12), 1889 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219120156]
[26] О.И. Лукша, П.А. Трофимов, А.Г. Малкин. Известия вузов. Радиофизика, **65** (3), 226 (2022). DOI: 10.52452/00213462_2022_65_03_226 [O.I. Louksha, P.A. Trofimov, A.G. Malkin. Radiophys. Quant. Electron., **65**, 209 (2022). DOI: 10.1007/s11141-023-10206-6]
[27] К.А. Лещева, В.Н. Мануилов. УПФ, **7** (3), 298 (2019).
[28] J. Zhang, S. Illy, I.Gr. Pagonakis, K.A. Avramidis, M. Thumm, J. Jelonnek. Nucl. Fusion, **56** (2), Art. 026002 (2016). DOI: 10.1088/0029-5515/56/2/026002
[29] G.E.P. Box, M.E. Muller. Ann. Math. Stat., **29** (2), 610 (1958). DOI: 10.1214/aoms/1177706645
[30] О.И. Лукша, П.А. Трофимов. ЖТФ, **88** (4), 614 (2018). DOI: 10.21883/JTF.2018.04.45733.2484 [O.I. Louksha, P.A. Trofimov. Tech. Phys., **63** (4), 598 (2018). DOI: 10.1134/S106378421804014X]
[31] В.Н. Мануилов, В.Г. Павельев. Изв. вузов. Радиофизика, **51** (5), 425 (2008). [V.N. Manuilov, V.G. Pavel'ev. Radiophys. Quant. Electron., **51**, 384 (2008). DOI: 10.1007/s11141-008-9038-2]
[32] И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов (ред.). *Физические величины.* Справочник (Энергоатомиздат, М., 1991)
[33] R.E. Thomas, C.D. Morrill. In: *Applications of Surface Science* (Amsterdam, North Holland, 1983), p. 292.