



НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ВИНТОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В РЕЖИМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА

Е.Н. Егоров, А.Е. Храмов

Приведены результаты численного исследования сложной динамики нерелятивистского винтового электронного потока в скрещенных электрическом и магнитном полях, находящегося в режиме образования виртуального катода, в дополнительном тормозящем поле. Моделирование проводилось в рамках двумерной численной модели в геометрии магнетронно-инжекторной пушки.

Ключевые слова: виртуальный катод, винтовой электронный поток, СВЧ-электроника, численное моделирование.

Введение

Электронно-волновые системы, содержащие электронные потоки с виртуальным катодом (ВК) [1–5], являются перспективными компонентами элементной базы устройств, предназначенных для широкополосной передачи данных, систем радиолокации и радиопротиводействия на основе широкополосных хаотических сигналов СВЧ-диапазона [6–8], систем медицинского и технологического назначения [9]. Подобные устройства должны отвечать ряду требований, а именно значительная ширина полосы генерации хаотического сигнала (более октавы) и малая изрезанность спектра (малое отношение максимальной и минимальной спектральной мощности в полосе генерации). Одним из перспективных управляемых источников хаотического СВЧ-сигнала, отвечающих этим требованиям, является источник СВЧ-излучения на основе нерелятивистского электронного потока с виртуальным катодом – низковольтный виркатор [1–4, 10].

С целью поиска путей оптимизации работы низковольтного виркатора как эффективного источника широкополосного СВЧ-сигнала проводились исследования влияния параметров электронного потока на выходное излучение низковольтных виркаторов. Так, например, было показано, что на качество спектра (ширина полосы, изрезанность) выходного излучения системы с ВК значительное влияние оказывает разброс по начальным скоростям электронного потока [11]. В частности, при

увеличении скоростного разброса электронного потока по продольным скоростям происходит увеличение ширины спектра колебаний и уменьшение его изрезанности. Проводились также предварительные исследования влияния на параметры СВЧ-излучения системы с ВК внешнего ведущего магнитного поля (показано увеличение мощности генерации системы с ВК при увеличении магнитного поля в определенных режимах работы низковольтного виркатора [10, 12, 13]); влияния геометрических параметров пучка (исследовались трубчатый [14] и сплошной цилиндрический потоки [4]). Однако данные исследования проводились в рамках существенно идеализированных моделей, не учитывающих динамику потока до его попадания в область дрейфа, в которой непосредственно происходит образование ВК.

Одной из широко используемых в современной СВЧ-электронике является магнетронно-инжекторная пушка (МИП), формирующая винтовой электронный поток (ВЭП). В связи со сказанным выше, актуальность исследования динамики ВЭП как активной среды системы с виртуальным катодом связана с тем, что: 1) ВЭП обладает высоким первеансом, что важно для создания низковольтных виркаторов [3, 5]; 2) возможно формирование ВЭП при относительно небольших (от сотен вольт до 2...4 кВ) ускоряющих напряжениях (при этом, при использовании нерелятивистских пучков, сохраняется высокий первеанс электронного потока); 3) применяемое для формирования ВЭП магнитное поле, как было отмечено выше, позволяет в ряде режимов работы низковольтного виркатора увеличить мощность выходного излучения; 4) ВЭП обладает собственным высоким уровнем шума, а также значительным разбросом электронного потока по скоростям и энергиям [15, 16], что представляет отдельный интерес в контексте развития низковольтных систем с виртуальным катодом [11, 17]. Таким образом, электронно-оптические системы формирования ВЭП (и, в частности, МИП) могут послужить эффективным источником электронного потока для низковольтного генератора широкополосного СВЧ-сигнала на основе электронных потоков с ВК, а некоторые собственные особенности динамики ВЭП (необходимость использования магнитного поля, ряд неустойчивостей, которым подвержен ВЭП [15, 18, 19]) могут стать отдельными факторами оптимизации, влияющими на выходное излучение исследуемой широкополосной СВЧ-системы.

Целью данной работы является численное исследование сложной нелинейной динамики нерелятивистского винтового электронного потока в скрещенных электрическом и магнитном полях, находящегося в режиме образования виртуального катода, при наличии дополнительного тормозящего поля.

Математическая модель

Для того чтобы учесть максимальное число факторов, влияющих на динамику ВЭП, проводилось моделирование динамики ВЭП с учетом условий инжекции пучка с катода в геометрии магнетронно-инжекторной пушки. Напомним, что основными элементами МИП являются (рис. 1): катод (обозначен цифрой 1) и ускоряющий электрод – анод (обозначен цифрой 2), выполненные в изучаемой модели в виде соосных, конусообразных электродов, вставленных один в другой. На катоде имеется эмиттирующая электроны область, выполненная в виде пояса 3, опоясывающего катод вокруг оси на некотором расстоянии от основания катода. Эмиттирующий пояс является источником электронов, которые, двигаясь в скрещенных поперечном

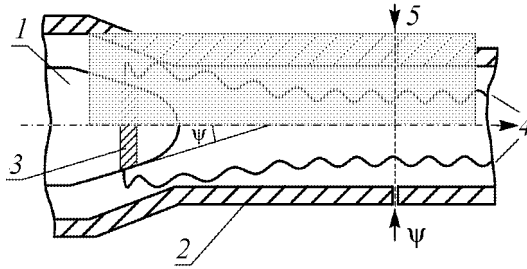


Рис. 1. Схема магнетронно-инжекторной пушки. 1 – катод пушки, 2 – ускоряющий электрод, 3 – эмиттирующий пояс, 4 – электронный поток, 5 – положение тормозящего электрода. Серым выделена область численного моделирования процессов в МИП

электрическом поле ускоряющего электрода и продольном магнитном поле \mathbf{B} , формируют винтовой электронный поток 4. Пространство пушки от катода вправо можно в рамках наших приближений рассматривать как рабочее пространство дрейфа низковольтного виркатора. Тогда для реализации схемы низковольтного виркатора в пространство дрейфа необходимо добавить электрод, который будет осуществлять дополнительное торможение пучка для увеличения первеанса потока (соответственно, снижения величины критического тока для данной системы). Электрод можно выполнить в виде сетки, диафрагмы или, как показано на рис. 1 пунктирной линией и цифрой 5, разделить трубу дрейфа на две секции, на вторую (справа) из которых подать тормозящий потенциал, меньший или равный потенциалу анода пушки $V_r \leq V_a$. В связи с этим, одним из управляющих параметров системы будет величина тормозящей разности потенциалов, которую будем определять как $\Delta\varphi = (V_a - V_r)/V_0$, где V_0 – величина разности потенциалов, на которую производится нормировка уравнений модели (подробнее далее в статье).

Математическая модель, которая была предложена для описания подобной системы, представляет собой 2.5D-мерную самосогласованную систему уравнений движения и уравнения Пуассона. Уравнение движения заряженных частиц в присутствии электрического и магнитного полей в цилиндрической системе координат записывается в виде

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \mathbf{E} + \left[\mathbf{P}, \left(\frac{\mathbf{B}}{\gamma} + \Omega \right) \right], \quad (1)$$

где $\mathbf{P} = \gamma\mathbf{u}$ – безразмерный вектор импульса частицы, γ – релятивистский фактор, \mathbf{u} – безразмерная скорость; $\Omega = (d\theta/dt)\mathbf{e}_z = (P_\theta/\gamma r)\mathbf{e}_z$ – вектор угловой скорости, записанный для случая вращения радиуса-вектора точки вокруг оси системы, параллельной орт-вектору \mathbf{e}_z . Вектор Ω в уравнении (1) появляется вследствие перехода из декартовой в цилиндрическую систему координат.

В уравнении (1) и далее используются следующие безразмерные величины: потенциал φ и напряженность E электрического поля, индукция B магнитного поля, плотность заряда ρ , скорость v и импульс электронов P , а также пространственные координаты z и r и время t , причем

$$v' = (2\eta V_0)^{1/2}u, \quad P' = m_e(2\eta V_0)^{1/2}P, \quad z' = hz, \quad r' = hr, \quad t' = \frac{t}{\eta B_0}, \quad \rho' = \rho_0\rho,$$

$$V' = V_0\varphi, \quad E' = (2\eta V_0)^{1/2}B_0E, \quad B' = B_0B.$$

Штрихом обозначены соответствующие размерные величины, $\eta = e/m_e$ – удельный заряд покоящегося электрона, ρ_0 – не зависящая от радиуса статическая (невозмущенная) плотность заряда на входе в пространство взаимодействия генератора. Величина h представляет собой характерный пространственный масштаб МИП, который в нашем случае удобно выбрать как расстояние от катода пушки до ускоряющего

электрода. Величина разности потенциалов, на которую проводилась нормировка в ходе численных расчетов, составляет величину $V_0 = 1000$ В, а величина магнитного поля $B_0 = 100$ Гс. Выбор этих величин обусловлен характерными значениями ускоряющего потенциала и величины магнитного поля, которые используются для работы низковольтного виркатора.

Нахождение поля пространственного заряда в пространстве взаимодействия рассчитывалось с помощью уравнения Пуассона с учетом граничных условий и распределения плотности $\rho(z, r)$ пространственного заряда электронов пучка. С учетом аксиальной симметрии ($\partial/\partial\theta = 0$) уравнение Пуассона запишется в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = \alpha^2 \rho(z, r), \quad (2)$$

где

$$\alpha = h \left(\frac{|\rho_0|}{V_0 \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (3)$$

– безразмерный управляющий параметр, пропорциональный току пучка (далее – безразмерный ток пучка). Здесь ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума. Граничные условия для уравнения (2) имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{cath}} = 0, \quad \varphi_{\text{a}} = \varphi_0, \\ \left. \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \varphi(z=L)|_t = \varphi(z=L-\Delta z)|_{t-\Delta t}, \end{aligned} \quad (4)$$

где φ_{cath} – потенциал катода, φ_{a} – потенциал анода (первой секции трубы дрейфа, служащей анодом пушки), L – длина системы, Δz и Δt – характерные временные шаги численного счета (выбор этих параметров будет описан ниже). При движении в пространстве дрейфа электроны выводятся из системы при пересечении выходного конца $z = L$, а также в случае оседания частиц на поверхности катода или анода. Последнее условие системы (4) соответствует открытому пространству на правой границе системы.

Магнитное поле в системе задается в аналитическом виде исходя из условия парааксиальности, то есть $B_z(r, z) \approx B_z(0, z) = B_z$. При этом продольная B_z и поперечная B_r составляющие магнитного поля задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} B_z(z) &= \left[\frac{1}{2} \tanh \left(\frac{8(z - 0.5(z_0 + z_k))}{z_0 - z_k} \right) + \frac{1}{2} \right] (B_0 - B_k) + B_k, \\ B_r(r, z) &= -2r \frac{B_0 - B_k}{z_0 - z_k} \left[1 - \tanh \left(\frac{8(z - 0.5(z_0 + z_k))}{z_0 - z_k} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Компоненты магнитного поля (5) выбраны исходя из условия $\text{div}B = 0$. Основным параметром в данном случае выступает $\sigma = B_0/B_k$, который определяет перепад величины магнитного поля от области инжекции пучка (катода) до пространства дрейфа системы. Значение $\sigma = 1$ соответствует постоянной величине магнитного поля по всей длине системы, включая пространство дрейфа, увеличение этого параметра соответствует формированию в системе магнитной ловушки для электронов винтового пучка.

Предложенная модель учитывает также разброс инжектируемых электронов по начальным тепловым скоростям, который в модели описывается распределением Максвелла. В работе [20] подробно описывается моделирование теплового разброса начальных скоростей инжектируемых электронов.

Выбор параметров численной схемы (шаг пространственной сетки Δr и Δz , шаг по времени Δt) обусловлен необходимостью выполнения ряда физических требований. Для адекватного учета распределения плотности пространственного заряда в пространстве дрейфа величина пространственных ячеек должна быть меньше или сравнима с ларморовским радиусом вращения частицы в магнитном поле соленоида или шагом спиральной траектории электрона для трансверсальной и продольной координат, соответственно: $\Delta r < r_l = v_{\perp}/\omega_c$ и $\Delta z < \Lambda = v_{\parallel}/\omega_c$. Здесь v_{\perp} и v_{\parallel} , соответственно, трансверсальная и параллельная компоненты скорости электрона, ω_c – циклотронная частота вращения заряженных частиц. В численном счете соответствующие пространственные шаги были выбраны, соответственно, $\Delta r = r_l/10$ и $\Delta z = \Lambda/10$. Выбор величины шага по времени Δt обусловлен величиной периода циклотронного вращения частицы в магнитном поле, при этом $\Delta t \ll T_c = 2\pi/\omega_c$.

Уравнение Пуассона интегрируется с помощью стандартного метода ближайших соседей (пятиточечная разностная схема [21]). Необходимо отметить, что при наличии отражения частиц в области дрейфа системы частица может «прожить» в пространстве дрейфа достаточно долго, отражаясь от границ потенциальной ямы между реальным и виртуальным катодами, в результате чего фазовая ошибка может достичь значительных величин. В связи с этим в качестве численной схемы интегрирования уравнений движения была выбрана схема Рунге–Кутты 4-го порядка, обеспечивающая более точное интегрирование уравнений движения и характеризующаяся малой фазовой и амплитудной ошибкой.

Обсуждение результатов

В работе исследовалось влияние основных управляющих параметров системы (ток пучка α , параметр магнитного поля σ , тормозящая разность потенциалов $\Delta\phi$) на выходное излучение системы. Для этого анализировались колебания потенциала в различных точках пространства дрейфа системы. Также исследовалось распределение плотности пространственного заряда пучка с течением времени. Для начала рассмотрим характер движения заряженных частиц в пространстве дрейфа низковольтного виркатора с источником электронов в виде МИП.

Известно, что в режиме больших питч-факторов и больших плотностей тока частицы пучка могут отразиться от магнитной ловушки, образованной статическим магнитным полем МИП. В нашем случае величина магнитного поля выбирается таким образом, чтобы величина питч-фактора $g = v_{\perp}/v_{\parallel}$ была недостаточной для отражения электронов потока при малых пространственных зарядах пучка ($g \approx 1.12$). Возникновение ВК (область пространства, где происходит отражение частиц пучка) достигается путем введения тормозящей разности потенциалов в пространство дрейфа. Тогда, по мере увеличения тормозящей разности потенциалов $\Delta\phi$, при достижении некоторого порогового значения, часть электронного потока начинает отражаться от ВК. При достаточно больших величинах $\Delta\phi$, близких к безразмерному потенциалу анода, можно добиться полного отражения потока в сторону катода.

В области катода МИП отраженные заряженные частицы могут либо осесть на катод, либо снова отразиться от потенциального барьера поля катода. Вследствие многократного отражения частиц потока от ВК и от катода пушки в образовавшейся ловушке происходит накопление заряда. Таким образом складываются условия для возникновения в пучке колебаний плотности пространственного заряда. Рассмотрим этот процесс подробнее.

На рис. 2, *a* приведено распределение усредненной по радиусу плотности пространственного заряда $\langle \rho(z) \rangle_r$ с течением времени. Интенсивностью серого цвета отображена величина усредненной плотности. Наиболее интенсивно закрашенные области вблизи координат $z \approx 10 \dots 14$ соответствуют локализации ВК в пространстве дрейфа. Из рисунка видно, что в пространстве дрейфа происходят близкие к периодическим колебания ВК как по координате, так и по величине пространственного заряда в области отражения частиц. Эти колебания вызваны накоплением заряда в области ВК, что увеличивает глубину потенциальной ямы и дополнительно притормаживает электроны, приходящие в данную точку пространства позже. При этом, по мере накопления заряда в данной области пространства, происходит периодический сброс заряда (серые полосы, отходящие от ВК, обозначенные овалами на рис. 2) попеременно в прикатодную и выходную области пространства дрейфа. Данный механизм аналогичен тому, который наблюдался для системы с ВК в случае цилиндрического пучка без ведущего магнитного поля (см., например, [4]). Однако в данном случае действует магнитное поле, которое ограничивает поперечную динамику пучка, и движение ведущих центров прямых и отраженных электронов происходит, в основном, по одним и тем же траекториям. Это приводит к значительному увеличению амплитуды пространственных колебаний ВК при малых тормозящих потенциалах $\Delta\phi$.

Повышенная плотность пространственного заряда в области точки с координатой $z = 3$ соответствует скоплению частиц вблизи эмиттирующего пояса. Видно, что с течением времени из этой области также происходит выброс скоплений частиц в сторону ВК. Эти скопления формируются частицами, отразившимися от катода в сторону выходного конца системы. Таким образом, в области эмиттер–ВК устанавливается двухпотокное состояние, что может приводить к достаточно сложному поведению потока.

Описанный процесс накопления и сброса заряда в области ВК сопровождается периодическим изменением потенциала пространства дрейфа. На приведенной на

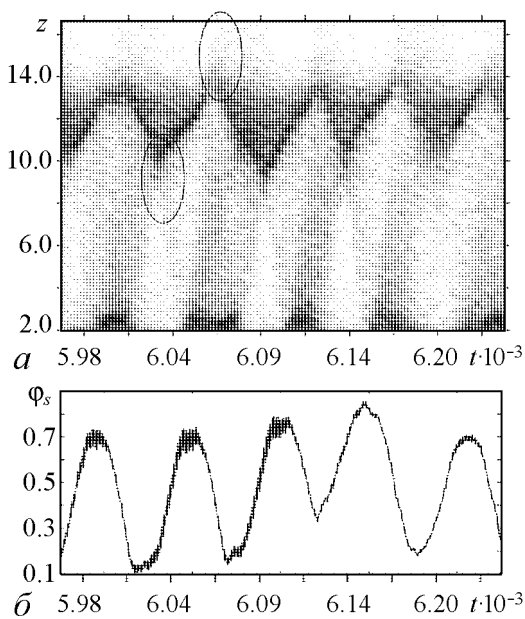


Рис. 2. Распределение усредненной по радиусу плотности пространственного заряда $\langle \rho(z) \rangle_r$ с течением времени (*a*) (интенсивность серого цвета соответствует величине усредненной плотности) и зависимость величины потенциала в пространстве дрейфа ϕ_s в точке пространства вблизи области образования ВК от времени (*b*). Значения параметров: $\alpha = 1.5$, $\Delta\phi = 1$, $B_0 = 4$, $\sigma = 4/3$

рис. 2, б зависимости величины потенциала пространства дрейфа φ_s в точке пространства вблизи области образования ВК видно, что период колебаний потенциала совпадает с периодом пространственных колебаний ВК.

Рассмотрим теперь спектральные характеристики колебательных процессов в ВЭП. На рис. 4 приведены спектры колебаний потенциала пространства дрейфа φ_s для двух значений безразмерного тока пучка α . Точка пространства, в которой снимался сигнал ($z = 5.2$), находится в области между катодом и ВК (вблизи эмиттера), где наблюдается наиболее сложное поведение пучка. Видно, что спектры колебаний потенциала представляют собой шумовые спектры на фоне нескольких выделяющихся гармоник в низкочастотной области. В нижней части рисунка приведены увеличенные низкочастотные части спектров в линейном масштабе. Видно, что низкочастотные гармоники более ярко выделены по сравнению с остальной частью спектра. При этом, при увеличении тока пучка наблюдается расширение интенсивной низкочастотной части спектра в сторону более высоких частот (ср. нижние спектры на

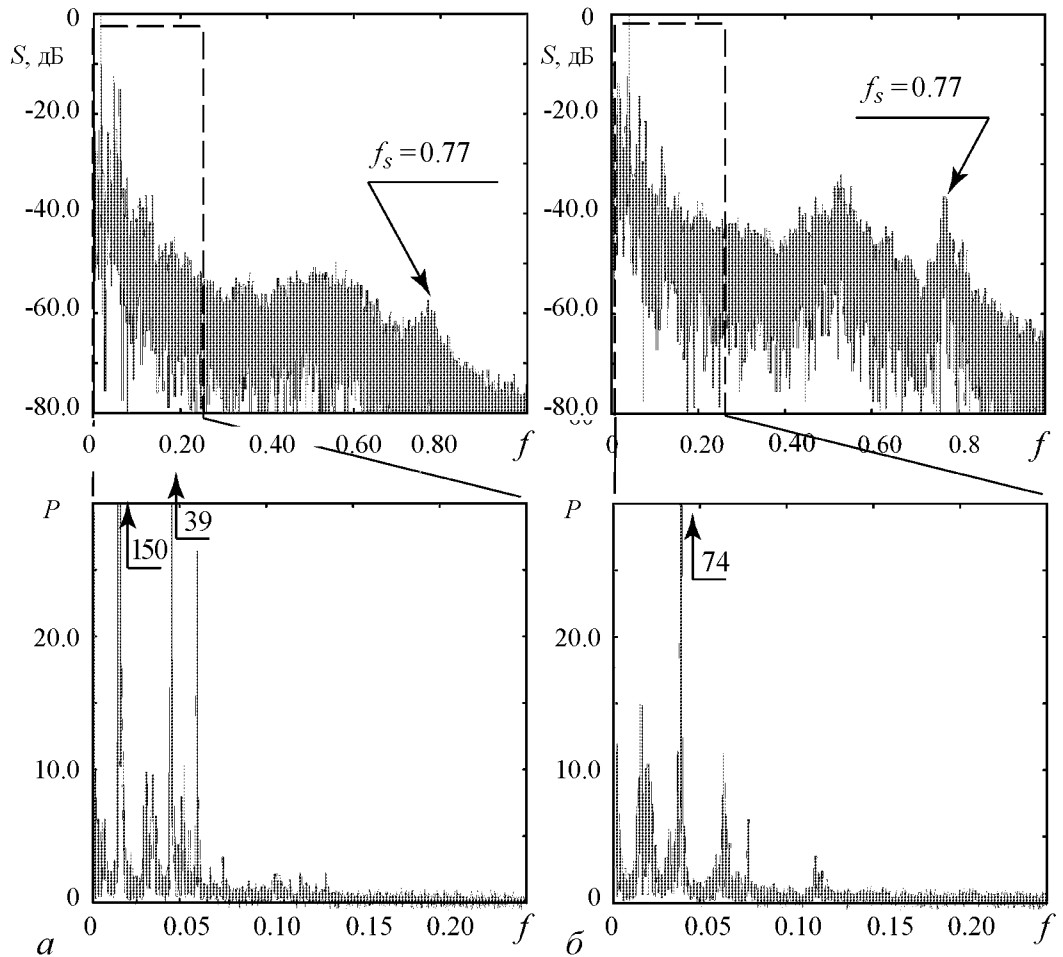


Рис. 3. Спектры колебаний потенциала φ_s в пространстве дрейфа системы. Значения параметров: $\Delta\varphi = 1$, $B_0 = 5$, $\sigma = 5/3$; $\alpha = 1.1$ (а); $\alpha = 1.9$ (б). На верхних рисунках спектры приведены в логарифмическом масштабе. В нижней части рисунков приведены увеличенные низкочастотные области спектров в линейном масштабе; стрелками с цифрами указаны пиковые значения безразмерной мощности P соответствующих спектральных выбросов

рис. 4, *a* и *б*). При этом наблюдается общее уменьшение интенсивности основных гармоник и «размазывание» энергии колебаний по более широкому диапазону, а также увеличение шумового пьедестала в спектре (верхние спектры на рис. 4, *a* и *б*). Данная картина соответствует развитию в системе длинноволновой неустойчивости встречных потоков и удовлетворяет условию $k < \sqrt{2}\omega_p/v_m$, где k – волновое число, соответствующее возникающему возмущению, ω_p – плазменная частота пучка, v_m – средняя продольная скорость движения потока [22].

Отличительной особенностью приведенных спектров является наличие в них небольшого спектрального пакета со средней частотой примерно равной $f_s = 0.77$ (отмечена стрелками на рис. 4). Из приведенных рисунков видно, что средняя частота f_s не меняется при изменении тока пучка, и, как показали исследования, не зависит от величины тормозящей разности потенциалов $\Delta\phi$. При этом величина частоты f_s возрастает по мере роста величины магнитного поля B_0 . Можно предположить, что появление данного пика в спектре связано с возбуждением в потоке поперечной циклотронной волны [23]. Обсудим этот вопрос подробнее.

На рис. 4 приведена конфигурация винтового электронного потока в системе в различные моменты времени. На рис. 4, *a* приведена конфигурация электронного потока в некоторый момент времени, когда в системе визуально не наблюдается существенных искажений конфигурации электронного потока. Стрелкой на рис. 4, *a* обозначена область формирования ВК. Слева от ВК в системе наблюдается двухпотокное движение, справа – однопотокное движение частиц к выходному концу системы. Из рис. 4, *a* видно, что в области ВК наблюдается плотное скопление заряженных частиц. При этом их продольная скорость v_z в области ВК близка к нулю или равняется ему. Скопление частиц выступает в роли возмущения, вызывающего поперечное движение частиц, которое, в свою очередь, подавляется постоянным (в области дрейфа) магнитным полем. Таким образом в системе могут возбудиться циклотронные волны, распространяющиеся в пучке от ВК.

Момент времени, для которого построен рис. 4, *a*, отмечен на зависимости потенциала ϕ_s от времени в верхней части рис. 4 буквой «*a*». Видно, что моменту

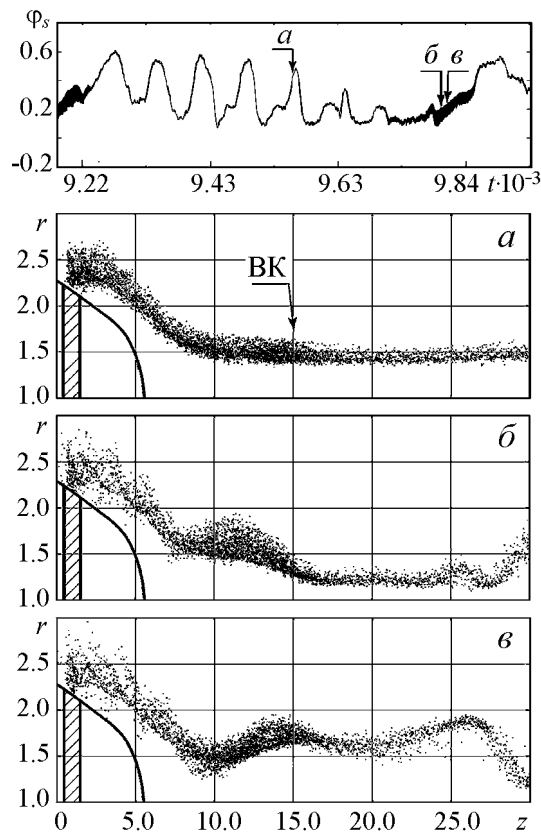


Рис. 4. Конфигурация электронного потока в пространстве системы для трех различных моментов времени (*a*, *б* и *в*). Каждая точка соответствует заряженной частице. Каждый из трех моментов времени обозначен на зависимости потенциала ϕ_s от времени (верхняя часть рисунка). Значения параметров: $\alpha = 1.5$, $\Delta\phi = 1$, $B_0 = 7$, $\sigma = 7/3$. Стрелкой отмечена область локализации ВК

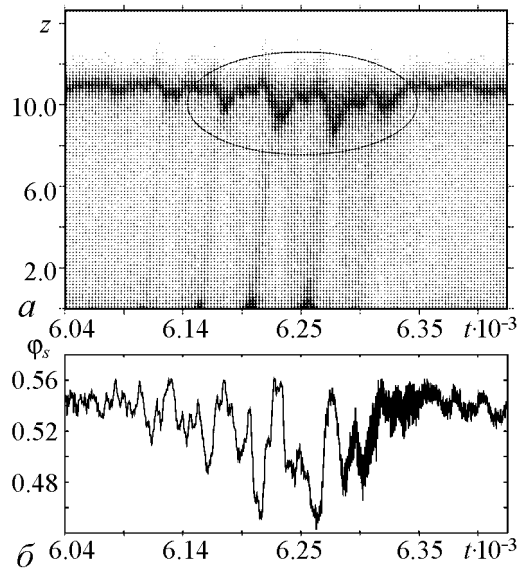


Рис. 5. Распределение усредненной по радиусу плотности пространственного заряда $\langle \rho(z) \rangle_r$ с течением времени (а) (интенсивностью серого цвета отображена величина усредненной плотности) и отрезок временной реализации потенциала пространства дрейфа (б) вблизи эмиттера пушки. Значения параметров: $\alpha = 1.5$, $\Delta\varphi = 1.4$

при предполагаемом возбуждении циклотронных волн большой амплитуды низкочастотные колебания в системе подавляются, а высокочастотные (циклотронные), наоборот, значительно увеличивают свою интенсивность на временной реализации.

Рассмотрим теперь поведение винтового электронного потока при изменении тормозящей разности потенциалов. На рис. 5, а приведена усредненная плотность пространственного заряда $\langle \rho(z) \rangle_r$ для тормозящей разности потенциалов $\Delta\varphi = 1.4$ в зависимости от времени. На приведенных рисунках ВК локализован также в области $z = 10 \dots 14$ (ср. с рис. 2), однако, амплитуда пространственных колебаний ВК, в отличие от случая $\Delta\varphi = 1$ (см. рис. 2), достаточно мала. При этом отрезки реализации со слабой пространственной динамикой сменяются отрезками, при которых наблюдаются пространственные колебания положения ВК большой амплитуды (участок, соответствующий резкому возрастанию амплитуды пространственных колебаний, отмечен овалом на рис. 5, а). Ниже, на рис. 5, б приведен отрезок временной реализации потенциала пространства дрейфа, снятый в точке вблизи эмиттера, соответствующий моменту появления всплеска амплитуды колебаний на рис. 5, а. Видно, что в момент всплеска наблюдается увеличение амплитуды колебаний потенциала до величины порядка $\varphi_s = 0.1 \dots 0.12$. После нескольких циклов накопления и сброса заряда система вновь возвращается в состояние со слабыми флуктуациями координаты локализации ВК.

Рассмотрим спектральные характеристики данного процесса. На рис. 6 представлены спектры колебаний потенциала пространства дрейфа в точках вблизи катода (рис. 6, а и в) и на выходном конце системы (рис. 6, б и г) для двух значений тормозящей разности потенциалов $\Delta\varphi$. Сравнение спектров для двух разных точек пространства дрейфа указывает, прежде всего, на то, что колебания потенциала в

времени с минимальными искажениями формы пучка соответствует участок зависимости, на котором отчетливо видны низкочастотные колебания потенциала. Высокочастотные колебания в этом случае имеют очень малую амплитуду и слабо различимы на этом участке зависимости, что соответствует слабым циклотронным колебаниям (слабому искажению формы пучка).

На рис. 4, б и в приведена конфигурация потока в другие моменты времени. На них видно, что форма пучка существенно искажена. Поперечные возмущения в этом случае распространяются вдоль потока, приводя к высокочастотной модуляции зависимости потенциала пространства φ_s от времени. Моменты времени, соответствующие рис. 4, б и в, отмечены на зависимости потенциала φ_s от времени буквами «б» и «в», соответственно. Видно, что

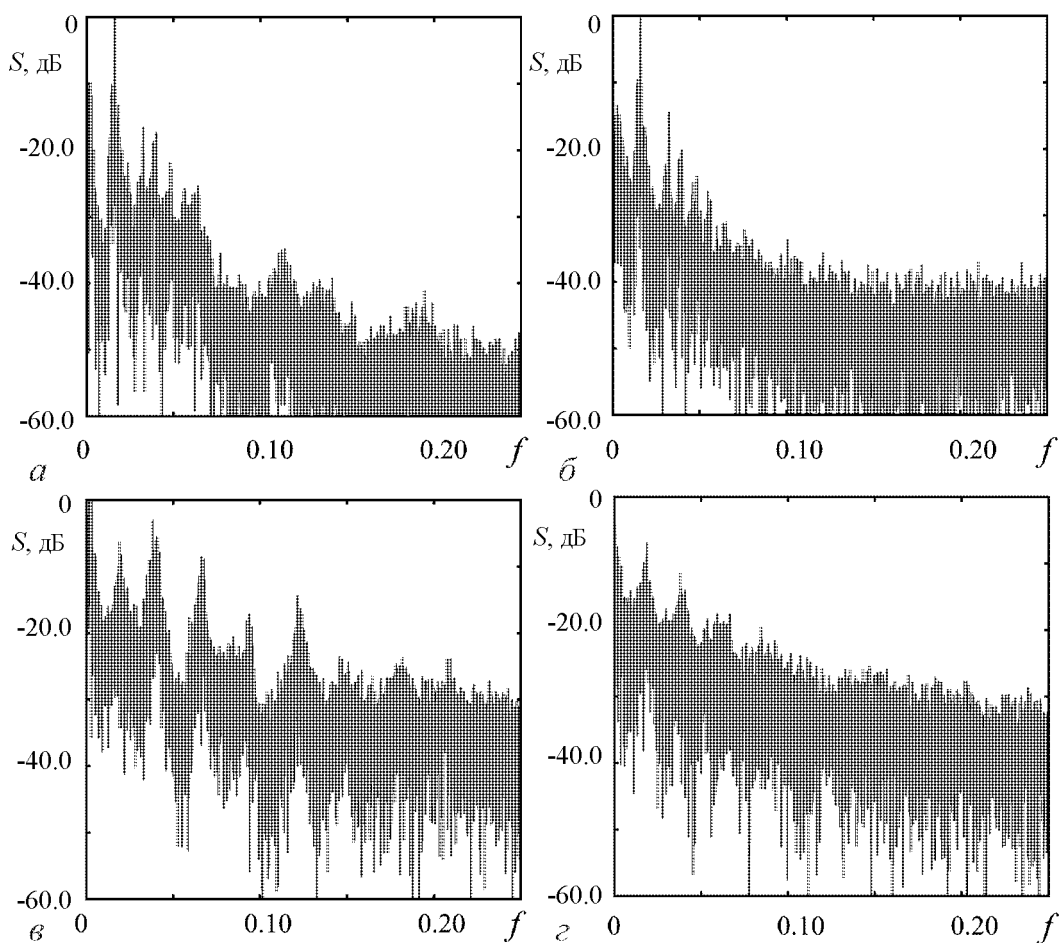


Рис. 6. Спектры колебаний потенциала в пространстве дрейфа системы вблизи катода (*a, в*) и на выходе системы (*б, г*). Значения параметров: $\alpha = 1.5$; $\Delta\varphi = 0.9$ (*a, б*), 1.4 (*в, г*)

области катода, то есть там, где устанавливается двухпотокное состояние пучка, оказываются более сложными, чем динамика потока на правом выходном конце системы. Спектры на рис. 6, *a, в* более изрезанные, в то время как шумовые спектры на рис. 6, *б, г* более равномерные (менее изрезанные), что может определяться собственными шумами винтового потока. Некоторая их изрезанность в низкочастотном диапазоне объясняется модуляцией плотности потока и потенциала пространства дрейфа колебаниями пучка вблизи катода.

Увеличение тормозящей разности потенциалов приводит к эффекту, аналогичному увеличению тока пучка, а именно в спектре колебаний наблюдается перераспределение энергии колебаний в сторону более высокочастотных компонент и, как следствие, некоторое расширение полосы генерации системы.

Выводы

В работе приведены результаты исследования динамики винтового электронного потока с дополнительным торможением, находящегося в режиме формирования виртуального катода. Было показано, что колебания виртуального катода в винто-

вом электронном потоке носят сложный пространственный и временной характер. Образование и динамика виртуального катода сопровождается возникновением в спектре колебаний потенциала пространства дрейфа интенсивных низкочастотных компонент, что объясняется развитием двухпоточковой неустойчивости в пучке. При этом увеличение тока пучка или величины дополнительной тормозящей разности потенциалов приводит к усложнению спектрального состава колебаний, а также к расширению диапазона низкочастотного спектрального пакета.

Также показано, что в спектре колебаний потенциала возникают более высокочастотные компоненты, частота которых зависит только от величины магнитного поля. Их наличие можно связать с возбуждением в потоке циклотронных волн и влиянием магнитного поля на коллективные процессы в пучке. Эти частоты не зависят от тока пучка или величины дополнительного торможения.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что электронно-оптические системы формирования винтового электронного потока (и, в частности, магнетронно-инжекторная пушка) могут стать эффективными системами формирования электронного потока для низковольтных виркаторов. В частности, наличие как минимум двух механизмов возбуждения колебаний в потоке (двухпучковая неустойчивость и возбуждение циклотронных волн, основные спектры колебаний которых лежат в разных диапазонах частот), возможно, позволят добиться значительного расширения ширины спектра колебаний низковольтного виркатора.

Авторы выражают благодарность члену-корреспонденту РАН Трубецкову Д.И. и д.т.н. Калинину Ю.А. за плодотворное обсуждение постановки задачи и результатов исследований.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг.

Библиографический список

1. *Короновский А.А., Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Методы нелинейной динамики и хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Т. 2. Нестационарные и хаотические процессы. М.: Физматлит, 2009.
2. *Калинин Ю.А., Кузнецов Н.Н., Украинская Т.Н.* Исследование широкополосных шумоподобных колебаний в интенсивных пучках заряженных частиц в режиме образования виртуального катода // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 10, № 5. С. 32.
3. *Калинин Ю.А., Короновский А.А., Храмов А.Е., Егоров Е.Н., Филатов Р.А.* Экспериментальное и теоретическое исследование хаотических колебательных явлений в нерелятивистском электронном потоке с виртуальным катодом // Физика плазмы. 2005. Т. 31, № 11. С. 1009.
4. *Егоров Е.Н., Калинин Ю.А., Короновский А.А., Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Процессы образования и нестационарная динамика виртуального катода в нерелятивистском электронном пучке в тормозящем поле (двумерное приближение) // Известия вузов. Радиофизика. 2006, № 10. С. 843.
5. *Егоров Е.Н., Калинин Ю.А., Левин Ю.И., Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Вакуум-

- ные генераторы широкополосных хаотических колебаний на основе нерелятивистских электронных пучков с виртуальным катодом // Изв. РАН, сер. физич.. 2005. Т. 69, № 12. С. 1724.
6. *Дмитриев А.С., Панас А.И.* Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.
 7. *Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е.* О применении хаотической синхронизации для скрытой передачи информации // Успехи физических наук. 2009. Т. 179, № 12. С. 1281.
 8. *Залогин Н.Н., Кислов В.В.* Широкополосные хаотические сигналы в радиотехнических и информационных системах. М.: Радиотехника, 2006.
 9. Special Issue on Applications of Nonlinear Dynamics to Electronic, Information Engineering // Proc. IEEE. 2002. Vol. 90, № 5.
 10. *Куркин С.А., Короновский А.А., Храмов А.Е.* Влияние внешнего магнитного поля на формирование и динамику виртуального катода // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2008. Т. 16, № 4. С. 182.
 11. *Калинин Ю.А., Храмов А.Е.* Экспериментальное и теоретическое исследование влияния распределения электронов по скоростям на хаотические колебания в электронном потоке в режиме образования виртуального катода // ЖТФ. 2006. Т. 76, № 5. С. 25.
 12. *Егоров Е.Н., Калинин Ю.А., Короновский А.А., Храмов А.Е.* Исследование зависимости мощности СВЧ-генерации низковольтного виркатора от управляющих параметров // ЖТФ. 2007. Т. 77, № 10. С. 139.
 13. *Куркин С. А., Короновский А.А., Храмов А.Е.* Формирование и нелинейная динамика виртуального катода в слаборелятивистском электронном потоке во внешнем магнитном поле. Тезисы докладов XIV научной школы «Нелинейные волны – 2008», Нижний Новгород, 2008. С. 99.
 14. *Куркин С.А., Храмов А.Е.* Формирование виртуального катода в трубчатом электронном потоке во внешнем магнитном поле // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 1. С. 48.
 15. *Tsimring Sh.E.* Electron beams and microwave vacuum electronics. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.
 16. *Tsimring Sh.E.* Gyrotron electron beams: velocity spread and energy spread and beam instabilities // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2001. Vol. 22, № 10. P. 1433.
 17. *Куркин С.А.* Влияние шумового разброса электронов по скоростям на динамику электронного потока с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55, № 4. С. 1.
 18. *Schuldt R., Borie E.* Diocotron instability of the electron beam in the drift tube of a gyrotron // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1995. Vol. 16, № 10. P. 1675.
 19. *Мануилов В.Н.* Численное моделирование низкочастотных колебаний пространственного заряда и потенциала в электронно-оптической системе гиротрона // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 10. С. 872.
 20. *Храмов А.Е., Куркин С.А., Егоров Е.Н., Короновский А.А., Филатов Р.А.* Программный пакет для исследования и оптимизации нелинейных нестационар-

ных процессов в микроволновых генераторах с электронной обратной связью // Математическое моделирование. 2011. Т. 23, № 1. С. 3.

21. *Birdsall C.K., Langdon A.B.* Plasma physics, via computer simulation. NY: McGraw-Hill, 1985.
22. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.; Ижевск: РХД, 2000.
23. *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2-х т. М.: Физматлит, 2003.

*Саратовский государственный
университет им. Н.Г. Чернышевского*

*Поступила в редакцию 1.03.2011
После доработки 21.07.2011*

NONLINEAR DYNAMICS OF HELICAL ELECTRON FLOW IN THE REGIME OF THE VIRTUAL CATHODE FORMING

E.N. Egorov, A.E. Hramov

We produce the results of computer analysis of complex dynamics of non-relativistic electron beam being placed in crossed electric and magnetic fields, in the regime of a virtual cathode forming in additional braking field. The modeling has been made in the framework of 2D numerical model in the geometry of magnetron-injector gun.

Keywords: Virtual cathode, helical electron flow, microwave electronics, numerical modeling.



Егоров Евгений Николаевич – родился в Саратове (1980), окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2002), защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2007, СГУ). Доцент кафедры электроники, колебаний и волн СГУ (с 2008). Область научных интересов – нелинейная динамика СВЧ-устройств. Опубликовал около 20 статей в отечественных и зарубежных журналах по данной тематике.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: evgeniy.n.egorov@gmail.ru