



СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В ДВУХПОТОВОМ ВИРКАТОРЕ

А.Е. Храмов

В работе исследуется система генераторов на виртуальном катоде с электростатической связью – виркатор на встречных потоках. Показано существование различных режимов, включая синхронизацию и хаотическую генерацию. Анализируются физические процессы, приводящие к сложной динамике двухпотокового виркатора, а также демонстрируется их тесная связь с процессами структурообразования в электронном потоке. Внутренние структуры в системе выделялись с помощью ортогональной декомпозиции по методу Карунена – Лозва. Предложена простейшая конечномерная модель–аналог, качественно иллюстрирующая взаимодействие между электронными структурами в потоке, которое приводит к хаотизации колебаний виртуального катода.

Введение

Для ряда приложений приборов релятивистской электроники важно повышение уровня выходной мощности СВЧ излучения (в первую очередь это касается радиолокации и физики плазмы). В связи с этим внимание исследователей было привлечено к проблеме создания фазированных антенных решеток на СВЧ устройствах сверхбольшой мощности. В качестве модулей подобных антенных решеток было предложено использовать генераторы на сверхкритическом токе [1–6]. Это обусловлено, с одной стороны, характеристиками данного класса приборов рекордными по уровню генерируемой мощности и перспективами по повышению эффективности энергообмена в них [3,6,7]. С другой стороны, ряд физических [2,8] и численных [9,10] экспериментов показал возможность достаточно эффективного управления частотой и фазой колебаний виртуального катода (ВК) внешними сигналами.

В последние годы многие приборы СВЧ электроники, демонстрирующие сложные нерегулярные режимы поведения, были проанализированы с позиций нелинейной динамики [11,12]. При этом сложная внутренняя динамика в электронных потоках связывается с формированием и взаимодействием когерентных структур [13,14], что вообще является характерным для распределенных систем, демонстрирующих пространственно–временной хаос (см., например, [15,16]). Хорошо известно, что колебания ВК характеризуются сложной нерегулярной динамикой [17–19], включая детерминированный хаос [3,20,21], поэтому естественно ожидать появления сложных режимов колебаний комплекса связанных генераторов на ВК. В работах [20–23] показано, что в системе

«электронный поток с ВК – электромагнитное поле» хаотическая динамика определяется формированием и взаимодействием нескольких электронных структур. Вместе с тем известно, что внешнее воздействие на систему с ВК позволяет достаточно эффективно управлять процессами структурообразования в потоке [9,10,24].

Представляет большой практический и теоретический интерес исследование процессов структурообразования в системе связанных виркаторов, так как понимание внутренней динамики потока позволит более эффективно управлять динамикой комплекса, а выделение характерных структур даст возможность описать процессы в системе с помощью более простых моделей, что весьма актуально при рассмотрении многомодульных конструкций.

В представленной работе вышеобозначенный круг вопросов рассматривается на примере системы связанных генераторов на ВК, предложенной К. Хендриксом, Р. Адлером и К. Ногле [4] в качестве возможного прототипа модуля антенной решетки. Система представляет собой два ускорителя, каждый из которых формирует электронный поток, направленный навстречу другому потоку, причем ВК формируется в каждом из потоков. Геометрия системы подобрана таким образом, что реализуется либо электростатическая связь между модулями (мы рассматриваем именно этот случай), либо электромагнитная связь. При этом связь по потоку можно пренебречь. Такая схема позволяет классифицировать исследуемую систему как виркатор на встречных потоках с электростатической связью между формирующимися в каждом из потоков ВК.

Данная связанная система интересна в том плане, что для решения вопроса синхронизации колебаний в каждой из секций не требуется каких-либо внешних элементов связи, что делает рассматриваемую систему более простой по конструктивному воплощению¹.

1. Модель

Исследуем простейшую модель двухпотокового виркатора (рис. 1), представляющую собой два электронных потока, распространяющихся навстречу друг другу между двумя параллельными бесконечными короткозамкнутыми плоскостями (плоская диодная модель). Скорость и плотность пространственного заряда потоков полагаются постоянными на входе в систему. Поведение системы определяется безразмерными токами пучков α_1 и α_2 , где

$$\alpha_k = (\eta |\rho_{0k}| / \epsilon_0)^{1/2} L / v_{0k} = \omega_{pk} L / v_{0k}. \quad (1)$$

Здесь η – удельный заряд электрона; L – расстояние между плоскостями; ρ_{0k} , ω_{pk} и v_{0k} – соответственно невозмущенные плотность пространственного заряда, плазменная частота и скорость k -го электронного потока ($k=1,2$); $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{12}$ Ф/м – диэлектрическая

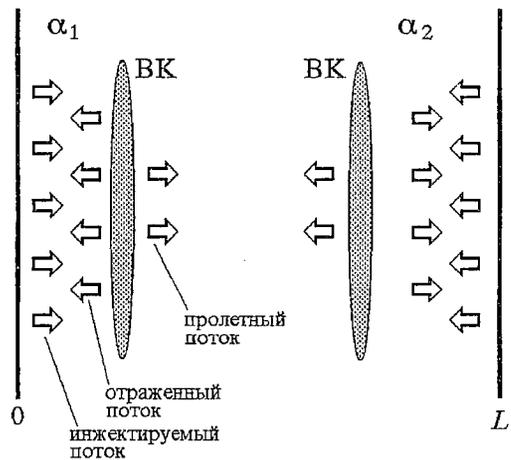


Рис. 1. Модель виркатора на встречных потоках

¹ Заметим, что отсутствие внешних элементов связи делает одновременно систему менее управляемой. Дело в том, что, как показывают натурные и численные исследования [5,24–28], на динамику ВК оказывают сильное влияние различные типы обратной связи с запаздыванием, что легче всего реализуемо на внешних элементах с фазовращателями или с линией задержки. В рассматриваемой системе подобные элементы принципиально отсутствуют.

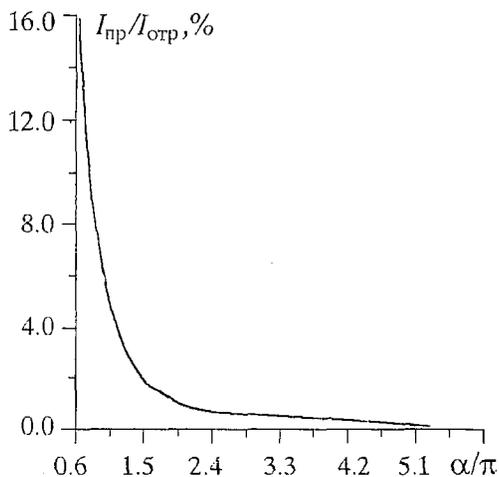


Рис. 2. Отношение пролетного тока $I_{пр}$ к правой плоскости системы к отраженному от ВК току $I_{отр}$ как функция безразмерного параметра α

Отметим, что в диоде без нейтрализации пространственного заряда ионным фоном пролетный ток в режиме с ВК достаточно мал (рис. 2). Видно, что при $\alpha > \pi$ величина пролетного тока не превышает 5% от инжектируемого в систему. Поэтому исследуемую систему на встречных потоках можно рассматривать, не учитывая связь между модулями по потоку, как два электростатически связанных виркатора.

Для анализа динамики системы используем численное моделирование при помощи метода *particle-in-cell* [31]. Каждый из потоков представляем в виде совокупности заряженных листов, инжектируемых в пространство взаимодействия с постоянной скоростью через равные интервалы времени. Различие между потоками заключается в заряде, который переносят листы каждого потока.

Для каждого листа решаем нерелятивистские уравнения движения

$$dv_{ik}/dt = -\eta \partial \varphi(x_{ik}) / \partial x, \quad (2)$$

$$dx_{ik}/dt = v_{ik}.$$

Здесь $i=1, \dots, N_k$ – номер частицы; $k=1, 2$ – номер потока; φ – потенциал поля пространственного заряда, определяемый с помощью уравнения Пуассона

$$\partial^2 \varphi / \partial x^2 = -\rho(x) / \epsilon_0 \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\varphi(0) = \varphi(L) = 0, \quad (4)$$

где $\rho(x)$ – распределение плотности пространственного заряда в междусеточном пространстве.

Для приведения модели (2)–(4) к удобному для численного моделирования виду введем следующие безразмерные параметры: $x' = x/L$, $v' = v/v_0$, $t' = v_0 t/L$, $\varphi' = \varphi v_0^2 / \eta$. Тогда система уравнений (2)–(4) переписется в виде (штрихи над безразмерными величинами опущены)

$$dv_{ik}'/dt = -\partial \varphi(x_{ik}') / \partial x, \quad (2')$$

$$dx_{ik}'/dt = v_{ik}',$$

постоянная. Невозмущенные скорости обоих потоков одинаковы $v_{01}^{(0)} = -v_{02}^{(L)} = |v_0|$, поэтому изменение безразмерных токов определяется изменением плазменных частот потоков, инжектируемых в диодный промежуток.

В диодном промежутке с одним электронным потоком при $\alpha = \alpha_{кр} > 4/3$ [6] однопоточное состояние становится неустойчивым. Электростатическая неустойчивость приводит к росту малых возмущений плотности заряда, пока в системе не возникает ВК – область в пространстве взаимодействия с потенциалом, близким к ускоряющему потенциалу $v_0^2/2\eta$. Колеблясь в потоке, ВК отражает часть заряженных частиц к входной сетке. Частота колебаний ВК определяется плазменной частотой электронного потока и может быть оценена как $\omega_{ВК} \sim 2\omega_p$ [29,30].

$$\partial^2\varphi/\partial x^2 = -\rho(x), \quad (3')$$

$$\varphi(0) = \varphi(1) = 0, \quad (4')$$

где для нахождения величины плотности пространственного заряда используется РИС–процедура

$$\rho(X_j) = \sum_{k=1}^2 \alpha_k^2 \sum_{i=1}^{N_k} S(x_{ik} - X_j).$$

Здесь

$$S(x) = \begin{cases} 1 - |x|/\Delta x, & x < \Delta x, \\ 0, & x \geq \Delta x \end{cases}$$

– билинейная весовая функция, аппроксимирующая форму частицы; X_j – координата j -го узла пространственной сетки; Δx – шаг пространственной сетки.

Уравнения движения (2') решались методом с перешагиванием [31], уравнение Пуассона (3') с граничными условиями (4') интегрировалось методом распространения вектора ошибки [32].

2. Нелинейная динамика системы

2.1. Характерные режимы колебаний. На рис. 3 приведено примерное разбиение плоскости параметров α_1, α_2 на области характерных режимов колебаний электрического поля на левой входной плоскости системы. Типичные для этих областей спектры мощности, построенные в логарифмическом масштабе, проекции фазовых портретов и соответствующие отрезки временных реализаций приведены на рис. 4. Фазовые портреты восстанавливались с помощью метода Такенса [33], сводящегося к построению фазовых векторов \mathbf{R} вида

$$\mathbf{R} = \{E(i\Delta t), E((i+d)\Delta t), \dots, E((i+(m-1)d)\Delta t)\},$$

где E – напряженность электрического поля в плоскости $x=0$, $d\Delta t$ – время задержки, m – размерность пространства вложения ($m=2$ соответствует проекции аттрактора на плоскости).

В спектре сильно нерегулярных колебаний (область II; рис. 4, а) присутствует развитый шумовой пьедестал, на фоне которого можно выделить две базовые частоты ω' и ω'' , высшая из которых определяется плазменной частотой потока $\omega'' \approx 2.5\omega_{p1}$. Фазовый портрет достаточно однороден и бесструктурен. На временной реализации поля на каждом основном временном масштабе $2\pi/\omega''$ наблюдается нерегулярное появление двух различных по амплитуде максимумов поля.

С увеличением управляющих параметров сильно нерегулярные колебания переходят либо мягко через постепенную трансформацию фазового портрета и спектра мощности к другому типу хаотической динамики, либо жестким образом к установлению режимов регулярных колебаний.

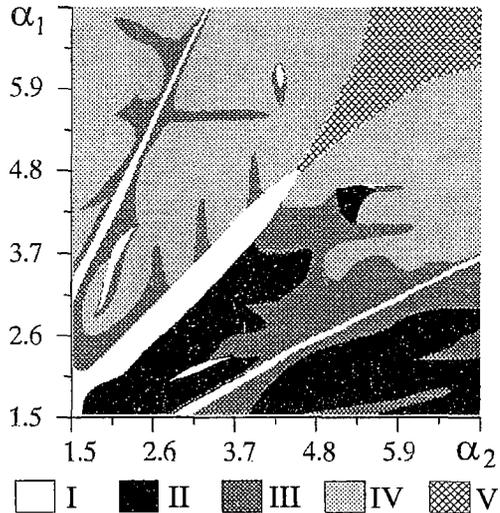


Рис. 3. Карта режимов на плоскости параметров α_1, α_2 . I – регулярные колебания; II – развитый хаос; III – ленточный хаос; IV – биения; V – квазипериодические колебания

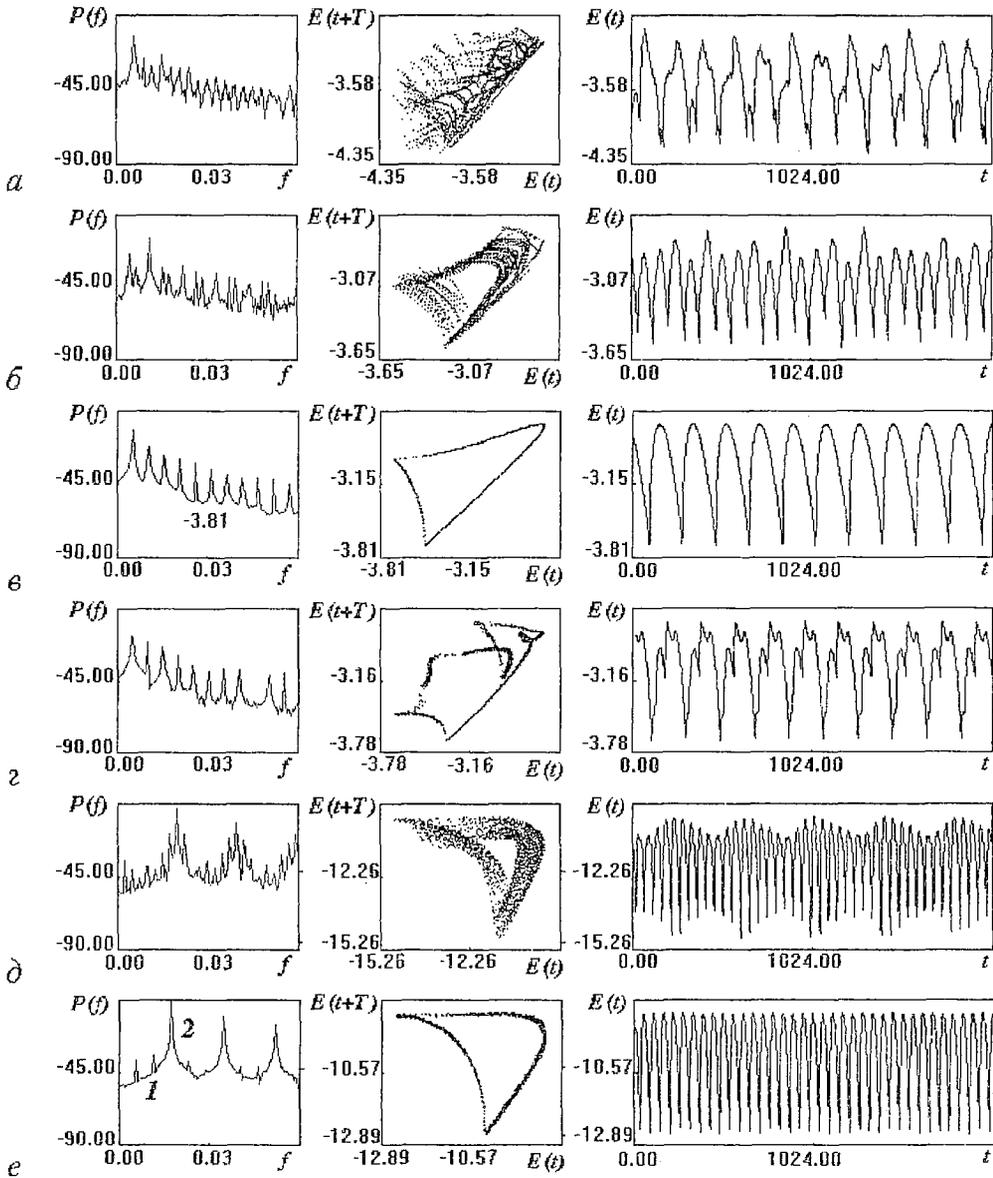


Рис. 4. Характеристики колебаний в системе для различных областей на карте режимов: *a* – развитый хаос ($\alpha_1=1.75$, $\alpha_2=2.75$); *б* – ленточный хаос ($\alpha_1=1.50$, $\alpha_2=3.25$); *в* – цикл-1 ($\alpha_1=1.50$, $\alpha_2=1.50$); *г* – цикл-3 ($\alpha_1=1.50$, $\alpha_2=3.00$); *д* – бифуркации ($\alpha_1=5.75$, $\alpha_2=6.50$); *е* – квазипериодические колебания ($\alpha_1=6.25$, $\alpha_2=6.50$)

В первом случае аттрактор представляет собой широкую ленту в фазовом пространстве (область III; рис. 4, б). В спектре присутствует шумовой пьедестал, однако, он существенно ниже, чем в режиме сильно нерегулярных колебаний. На его фоне наблюдаются выбросы на основной частоте и ее субгармониках. Из временной реализации видно, что степень нерегулярности колебаний уменьшается.

Во втором случае внутри областей регулярных движений (область I, рис. 4, в, г) хаотический аттрактор синхронизируется в n -тактные предельные циклы. Если в центральной области (рис. 4, в; $\alpha_1=1.5$, $\alpha_2=1.5$) колебания в системе возникают на основе однократного предельного цикла, то на боковых ветвях, которые лежат вдоль линии $f_1=2f_2$ ($f_{1,2}$ – частоты автономных колебаний в диоде), в системе

рождаются многооборотные предельные циклы. Например, в боковой нижней ветви синхронизации наблюдается трехоборотный предельный цикл (рис. 4,2; $\alpha_1=1.5$, $\alpha_2=3.0$). Это связано с особенностями взаимодействия колебаний в каждом из генераторов, когда основная гармоника в спектре колебаний одного из ВК близка к субгармонике колебаний второго ВК. Подобная ситуация описана в [9,10], где исследовалось влияние внешних сигналов на динамику потока с ВК.

Кратко остановимся на фазовых отношениях между сигналами модулей. Колебания в каждой точке, расположенной симметрично относительно линии $\alpha_1=\alpha_2$, происходят с одинаковой основной частотой. Между колебаниями устанавливается не меняющаяся во времени разность фаз, величина которой зависит от расстройки по частоте генераторов, а следовательно, и токов пучков (см. раздел 1). Это позволяет рассматривать режим I как режим синхронизации генераторов. При $\alpha_1 \approx \alpha_2$ разность фаз близка к 120° . При увеличении расстройки $\Delta\alpha = |\alpha_1 - \alpha_2|$ и росте токов $\alpha_{1,2}$ величина разности фаз стремится к 180° , то есть колебания происходят в противофазе.

Рост тока α_2 второго пучка приводит к режиму биений (область IV; рис. 4, д) с частотой модуляции ω_m , равной разностной частоте колебаний ω_1 и ω_2 ВК соответственно в первом и втором потоках

$$\omega_m = |\omega_1 - \omega_2|. \quad (5)$$

Заштрихованная область (область V на карте режимов) соответствует квазипериодическим движениям с двумя несоизмеримыми частотными составляющими спектра. На рис. 4, е цифрой 1 отмечена низкочастотная составляющая, а цифрой 2 – высокочастотная. В фазовом пространстве в этом случае наблюдается двумерный тор.

2.2. Анализ количественных характеристик сложных режимов колебаний. Для количественной характеристики сложных режимов в исследуемой системе нами была выбрана размерность аттракторов, восстановленных по временным реализациям (см. п. 2.1.). Размерность вычислялась с помощью алгоритма Грассбергера – Прокаччиа [34]. Величина корреляционной размерности есть

$$D(\epsilon) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \ln(C(\epsilon)) / \ln(\epsilon),$$

где ϵ – масштаб наблюдения; $C(\epsilon)$ – корреляционный интеграл, представляющий собой число пар точек, расстояние между которыми меньше ϵ ,

$$C(\epsilon) = [1/(MN)] \sum_{j=1}^M \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N H(\epsilon - |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|).$$

Здесь M – число точек редукции; N – число точек временной реализации, по которой восстанавливался аттрактор в фазовом пространстве с размерностью m ; H – функция Хевисайда; \mathbf{R} – вектор состояния в фазовом пространстве.

На рис. 5 представлена зависимость наклона корреляционного интеграла от масштаба наблюдения для значений токов потоков, соответствующих двум типам хаотического поведения. По оси абсцисс отложен масштаб наблюдения ϵ , нормированный на размер аттрактора ϵ_0 , по оси ординат – размерность аттрактора D .

Для ленточного хаоса (см. рис. 5, а) можно выделить область неизменного значения размерности D при изменении масштаба наблюдения ϵ (область скейлинга). Размерность аттрактора определяется в области скейлинга как $D=1+\Delta$, где Δ меняется для различных значений параметров в пределах $0.05 \div 0.4$, что характерно для ленточных аттракторов. Как видно из рисунка, размерность в области скейлинга насыщается с ростом размерности пространства вложения m , что свидетельствует о детерминированности случайных процессов в системе, так

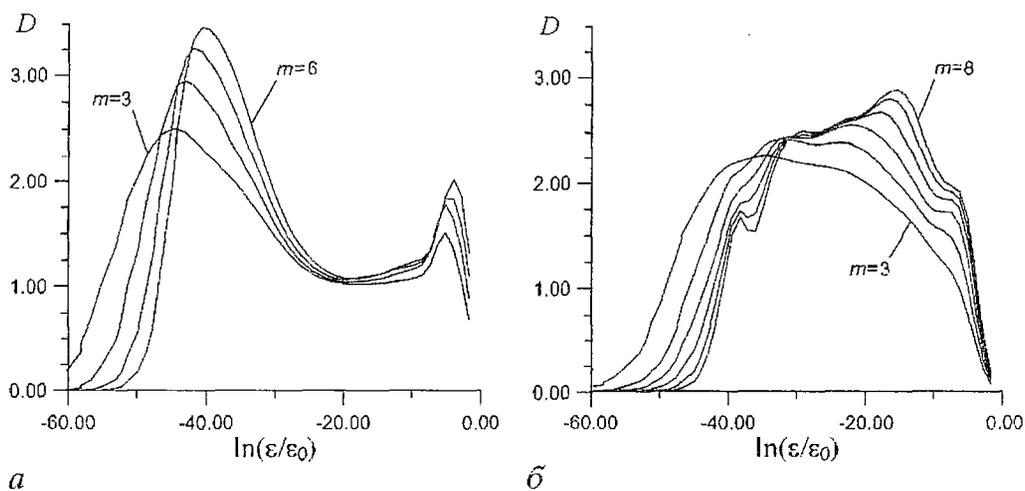


Рис. 5. Размерность восстановленных аттракторов как функция масштаба наблюдения для различных значений размерности пространства вложения и режимов: а – III; б – II

как для шумовых колебаний размерность предельных множеств растет пропорционально m [35]. Для масштабов наблюдения меньше 30 дБ сильная зависимость D от ϵ связана с конечной длительностью временной реализации, по которой восстанавливался аттрактор в фазовом пространстве.

Для сильно хаотического режима (см. рис. 5, б) область скейлинга на кривых наклона корреляционного интеграла выделить не удастся, что свидетельствует о неоднородности аттрактора, однако, размерность испытывает насыщение с увеличением m . Усредненная в области насыщения размерность аттрактора больше двух, что связано с возбуждением большего числа степеней свободы по сравнению с предыдущим случаем. Тем не менее во всех режимах число активных степеней свободы, вовлекаемых в колебательное движение в нашей бесконечномерной системе, остается небольшим. Это является косвенным доказательством возможности описания динамики системы с помощью взаимодействия небольшого числа мод, хотя необходимое число их различно для различных режимов.

Отметим, что в режимах, отличных от режима синхронизации колебаний в обоих генераторах, наблюдается сильная зависимость размерности предельного множества от координаты сечения снятия сигнала, по которому восстанавливается аттрактор. Это иллюстрирует табл. 1, в которой приведена усредненная по масштабу наблюдения $-30 \div -10$ дБ размерность аттрактора в нескольких сечениях диода. Результаты получены для режима, когда в левой половине системы, в которую инжектируется ток $\alpha_1=1.5$, колебания ВК сильно нерегулярны, а во встречном потоке с током пучка $\alpha_2=2.25$ динамика ВК периодична.

Таблица 1

x/L	0.00	0.125	0.25	0.375	0.5	0.625	0.75	0.875	1.00
D	3.46	3.02	1.09	1.03	1.07	1.12	1.27	1.00	1.00

Из табл. 1 видно, что с продвижением по координате размерность уменьшается, достигая в центре системы величины $D \approx 1 + \Delta$, где $\Delta < 0.1$. Далее наблюдается скачок D и у правой границы системы размерность равна единице, что соответствует регулярным колебаниям в потоке с большим током.

На рис.6 представлены взаимные по пространству корреляционные функции

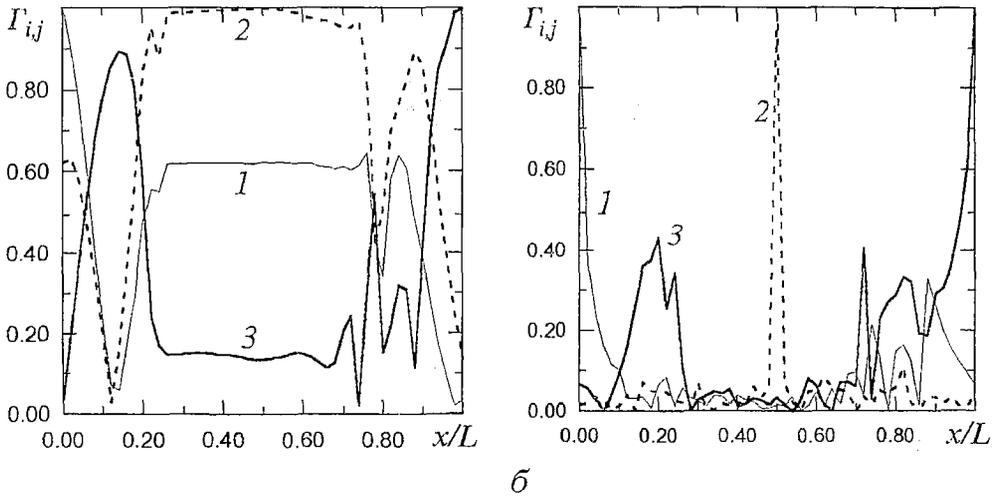


Рис. 6. Взаимная по пространству корреляционная функция, рассчитанная относительно различных плоскостей потока (1 - 0.0, 2 - 0.5L, 3 - L) по колебаниям электрического поля (а) и плотности пространственного заряда (б)

величины $\mathcal{L}(x)$ относительно различных точек в пространстве взаимодействия

$$\Gamma_{ij} = \langle \mathcal{L}(x_i) \mathcal{L}(x_j) \rangle_i - \langle \mathcal{L}(x_i) \rangle \langle \mathcal{L}(x_j) \rangle_i, \quad x_i = i \Delta x.$$

На рис. 6, а демонстрируются результаты расчета для случая, когда в качестве функции $\mathcal{L}(x)$ выбираются значения напряженности электрического поля пространственного заряда; на рис. 6, б - соответственно плотности пространственного заряда. Из рис. 6, б видно, что корреляция хаотических колебаний $\rho(x)$ вдоль пространства взаимодействия значительно уменьшается на расстояниях порядка $0.1L$ (кривые 1,2). Однако, четко прослеживается статистическая взаимосвязь колебаний в области ВК во втором потоке с большим током и в области ВК в первом потоке (кривая 3). Это свидетельствует о том, что колебания в потоке с меньшим током в большей степени определяются динамикой ВК во встречном потоке. В то же время влияние потока с α_1 на колебания в потоке с α_2 существенно меньше (кривая 1). Отметим также, что связь по потоку между модулями практически отсутствует: в области $x/L \approx (0.3 \div 0.7)$, связывающей модули, $\Gamma_{ij} \rightarrow 0$ (кривые 1,3), а взаимная корреляционная функция относительно центра цепочки имеет вид δ -функции (кривая 2). Напротив, колебания электрического поля в центре системы коррелируют с колебаниями в области $x/L \approx (0.3 \div 0.7)$ (рис. 6, а, кривая 2), то есть связь между модулями осуществляется через поле пространственного заряда. Остальные результаты анализа взаимных корреляционных функций, рассчитанных по полю, совпадают с предыдущими.

2.3. Физические процессы в двухпотоковом виркаторе. Рассмотрим физические процессы, протекающие в исследуемой системе, с помощью анализа пространственно-временных диаграмм и соответствующих зависимостей максимальной плотности пространственного заряда в электронном потоке от времени (рис. 7).

В режиме периодических колебаний (область I на карте режимов) плотность пространственного заряда ведет себя регулярно, достигая на каждом периоде одного максимума, связанного с формированием в потоке ВК (рис. 7,а).

Возникновение квазипериодических движений (рис. 7,б) при больших значениях токов пучков связано с появлением двух характерных типов заряженных частиц в потоке. Это, во-первых, частицы, тормозящиеся в области ВК и отражающиеся от него к плоскости инжекции. Среднее время жизни их в пространстве взаимодействия совпадает с характерным масштабом колебаний ВК. Именно этот тип частиц определяет появление в спектре квазипериодических

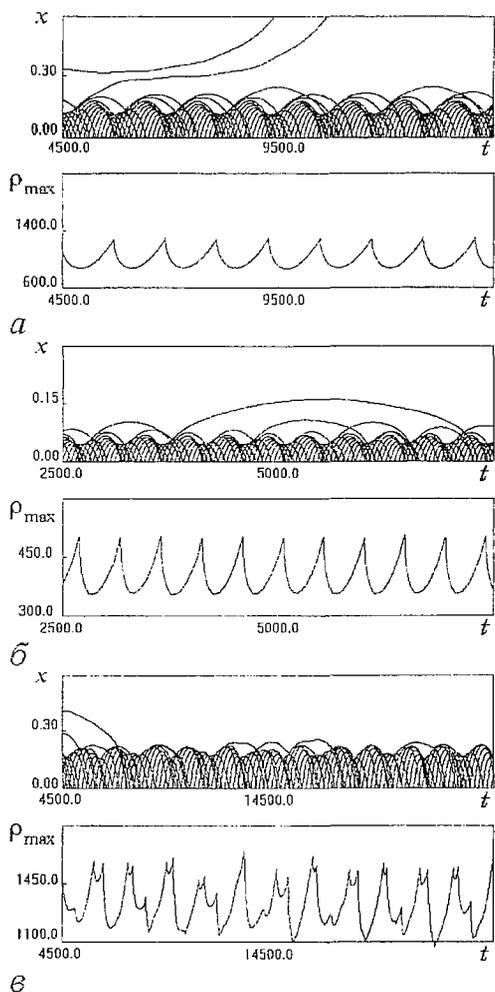


Рис. 7. Пространственно-временные диаграммы электронного потока в пространстве взаимодействия и зависимости максимальной плотности пространственного заряда от времени для режимов регулярных (а), квазипериодических (б) и хаотических (в) колебаний

регулярном режиме, развитием электростатической неустойчивости, в результате которой формируется ВК, а следовательно, и наблюдается рост плотности пространственного заряда вблизи входной сетки за счет заряженных частиц, затормозившихся в области минимума потенциала. Этому электронному образованию в потоке соответствует область А на рис. 9, на котором представлен в более крупном масштабе один характерный период колебаний в системе. Второй электронный сгусток в потоке (область В на рис. 9), ответственный за второй максимум на зависимости $\rho_{\max}(t)$, образуется после начала распада ВК на предыдущем периоде колебаний – в начале формирования на следующем периоде. Образование этой вторичной электронной структуры, заряда которой достаточно для отражения части потока², связано с кинематической группировкой электронного потока, модулируемого как меняющимся тормозящим полем

движений (см. рис. 4, е) высокочастотной составляющей 2. Во-вторых, частицы, влетающие в пространство дрейфа в момент времени, когда тормозящее поле ВК минимально, так что их кинетической энергии хватает, чтобы не отразиться обратно к плоскости инжекции, но не хватает для того, чтобы уйти к противоположной границе системы. Эти частицы, традиционно называемые метастабильными [3], остаются в пространстве взаимодействия в течение двух и более периодов колебаний ВК и, возвращаясь к входной сетке, оказывают влияние на динамику потока в области минимума потенциала.

Вышеописанную ситуацию иллюстрирует рис. 8, на котором представлены эволюции пространственного распределения плотности заряда в области ВК для регулярных и квазипериодических движений. Из рисунка хорошо видно, что в регулярном режиме «сброшенные» из ВК к центру диода частицы двигаются к противоположной границе системы (сгусток отмечен стрелкой на рис. 8, а). В случае квазипериодических движений эти частицы возвращаются в область ВК (отмечены стрелкой на рис. 8, б), образуя метастабильный сгусток. Временной масштаб его движения соответствует низкочастотной составляющей I в спектре на рис. 4, е.

В хаотическом режиме на характерном масштабе колебаний максимальная плотность пространственного заряда достигает двух максимумов (рис. 7, в). Возникновение первого максимума объясняется, как и в

² Отметим, что суммарное число отраженных от вторичного сгустка частиц меньше, чем от ВК, хотя его заряд порядка заряда самого ВК; это связано с тем, что от ВК отражается уже затормозившийся поток, тогда как к вторичному электронному сгустку поступают частицы со слабо возмущенной скоростью $v \approx v_1$.

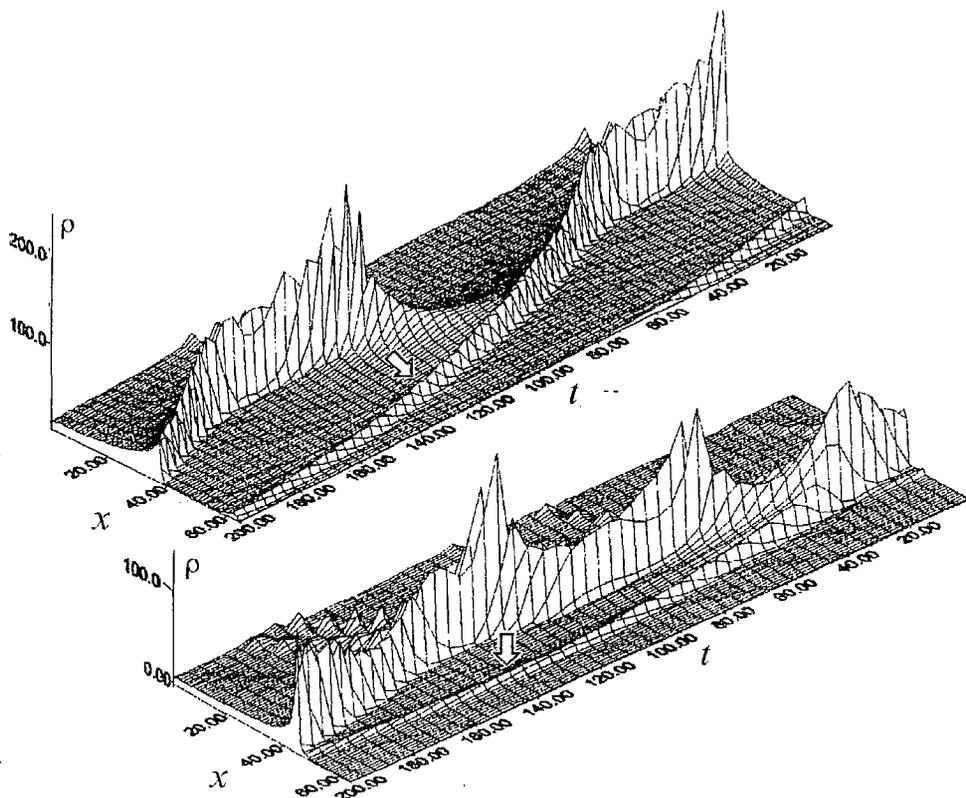


Рис. 8. Динамика пространственного распределения плотности заряда $\rho(x,t)$ для режима регулярных (а) и квазипериодических (б) колебаний

открывающегося ВК, так и (что наиболее существенно) внешним полем из области ВК встречного потока. Величина поля, воздействующего на область первого ВК из области ВК второго потока, достаточно велика, так как величина инжектируемого во второй виркатор тока α_2 больше величины тока α_1 левого диода. При этом наблюдается эффект, аналогичный процессам в комбинированной структуре «виртод – лампа обратной волны» [25,26,28], где сравнительно небольшое поле, подаваемое в область ВК в момент времени, когда собственное поле ВК невелико (ВК «открывается»), позволяет произвести достаточно глубокую модуляцию потока, который в результате группируется в этом же поле.

Таким образом, возникновение вторичного сгустка подобно группировке электронного потока в монотроне. Плотность пространственного заряда во втором сгустке может оказаться достаточной для полного отражения потока. В результате этого в системе наблюдаются сбой фазы колебаний, а на зависимости $\rho_{\max}(t)$ появляется третий максимум, которому соответствует слабосформированный сгусток, возникающий вследствие кинематической группировки в сравнительно слабом тормозящем поле открывающегося вторичного ВК.

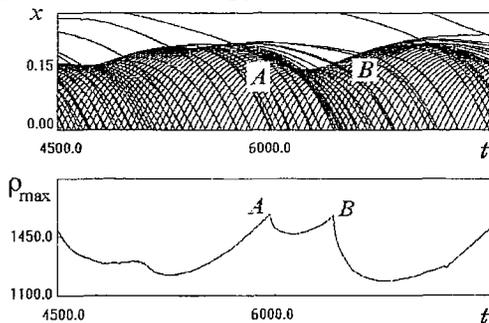


Рис. 9. Характеристики динамики потока для развитого хаоса. Точки А и В соответствуют двум различным электронным сгусткам в пространстве взаимодействия

3. Динамика когерентных структур

В п. 2.3 с помощью визуализации траекторий заряженных частиц на пространственно–временных диаграммах была выявлена связь усложнения динамики исследуемой системы с формированием в потоке вторичных электронных структур. Им соответствует максимум плотности пространственного заряда в пространстве взаимодействия и сгущение траекторий заряженных частиц на пространственно–временных диаграммах. Для количественной характеристики процессов структурообразования были выделены когерентные структуры с помощью декомпозиции пространственно–временных данных по алгоритму Карунена – Лозва [36,37].

Задача выделения набора базисных функций $\{\Psi_i\}$ по Карунену – Лозву сводится к решению интегрального уравнения следующего вида:

$$\int K(x, x^*) \Psi(x^*) dx^* = \Lambda \Psi(x), \quad (6)$$

где ядро уравнения является двухточечной корреляционной функцией

$$K(x, x^*) = \langle \xi(x, t) \xi(x^*, t) \rangle_t, \quad (7)$$

$$\langle s(t) \rangle_t = 1/T \int_0^T s(t) dt.$$

В качестве $\xi(x, t)$ может быть выбран набор пространственно–временных данных, приведенных к нулевому среднему, какой–либо подходящей физической величины. Например, для задачи подобной нашей можно рекомендовать в качестве $\xi(x, t)$ выбрать распределение плотности пространственного заряда в пространстве взаимодействия.

Собственные функции $\Psi_i(x)$ обычно называют модами Карунена – Лозва. Собственные числа Λ_i пропорциональны энергии, заключенной в соответствующей i -й моде. Мерой этой энергии может служить величина W_i

$$W_i = (\Lambda_i / \sum_j \Lambda_j) \times 100\%.$$

Отметим, что набор $\{\Psi_i\}$ является оптимальной системой координат в смысле наибольшего сжатия информации. С точки зрения физики это означает, что основная энергия процесса сосредоточена в нескольких модах, а не разбросана по большому их числу. Строго это может быть сформулировано с помощью введения функции S , смысл которой близок к понятию энтропии

$$S(\{\Theta_i\}) = -\sum_i \lambda_i \log \lambda_i,$$

где $\{\Theta_i\}$ – некоторый базисный набор функций, а $\{\lambda_i\}$ – соответствующие собственные числа этих функций.

Система собственных функций является оптимальной $\{\Theta_i\}_{\text{опт}}$, если она минимизирует S

$$S(\{\Theta_i\}_{\text{опт}}) = \min_{\{\Theta_i\}} S(\{\Theta_i\}).$$

В работе [35] строго доказывается, что система является оптимальной тогда и только тогда, когда она является системой Карунена – Лозва, то есть удовлетворяет уравнениям (6)–(7)

$$\forall \xi(x, t): \{\Theta_i\}_{\text{опт}} = \{\Psi_i\} \cap \forall i \in [1, \infty): \max_{\{\lambda_i\}} \lambda_i = \Lambda_i.$$

Численный метод определения наборов $\{\Psi_i\}$ и $\{\Lambda_i\}$ базируется на том, что

задача (6)–(7) является однородным линейным интегральным уравнением 2–го рода, которое, как известно, представляет собой задачу о собственных значениях. Соответствующее интегральному уравнению (6) матричное уравнение имеет вид

$$[k_{kl}] \{\Psi_l\} = \Lambda \{\Psi_k\},$$

где, как нетрудно видеть из (7), $[k_{kl}]$ есть действительная симметричная матрица. Для нахождения ее собственных чисел и собственных векторов можно воспользоваться любым из известных численных методов линейной алгебры (см., например, [38]).

Полученные результаты декомпозиции пространственно–временных данных плотности пространственного заряда в области формирования ВК вблизи левой плоскости инжекции, представлены в табл. 2, в которой приведены энергии мод Карунена – Лозва, и на рис. 10, на котором приводятся пространственные эпюры и временные динамики нескольких первых мод для различных режимов колебаний в системе.

Таблица 2

Распределение энергии по модам Карунена – Лозва для различных режимов колебаний ВК

Режим	Энергия мод, %									
	W_1	W_2	W_3	W_4	W_5	W_6	W_7	W_8	W_9	W_{10}
Регулярные колебания $\alpha_1=2.25, \alpha_2=2.0$	76.7	8.9	3.50	0.38	1.89	1.38	1.05	0.88	0.65	0.59
Биения $\alpha_1=5.75, \alpha_2=6.5$	75.66	13.16	5.43	2.07	0.91	0.69	0.48	0.33	0.26	0.21
Квазипериодические колебания $\alpha_1=6.25, \alpha_2=6.25$	73.03	14.34	5.38	2.43	1.35	0.97	0.57	0.39	0.30	0.25
Развитый хаос $\alpha_1=1.75, \alpha_2=2.75$	60.13	14.67	7.82	4.81	2.84	1.93	1.24	1.07	0.960	0.69

Во всех режимах, включая хаотические и регулярные, основная энергия потока заключена в небольшом числе мод (порядка 6), причем на высшие моды с номерами $i > 6$ приходится менее 3% полной энергии потока. Отметим, что энергии высших мод практически не меняются с изменением управляющих параметров. Это подтверждает то, что высшие моды не описывают процессов, сопровождающих усложнение динамики системы, а характеризуют эффекты, не связанные с большими возмущениями плотности пространственного заряда потока. Например, попадание некоторого числа частиц одного из потоков в область формирования ВК во встречном потоке доказывает тот факт, что энергия высших мод в режиме регулярных и хаотических колебаний несколько больше энергии высших мод в режиме квазипериодических движений, при этом пролетный ток в режимах I, II в несколько раз больше, чем в режиме IV или V (см. раздел 1).

Одновременно с этим энергии низших мод достаточно сильно зависят от режима. Переход от регулярных колебаний к более сложным движениям сопровождается ростом энергии 2–5 мод с одновременным уменьшением энергии, заключенной в первой моде. В режиме развитого хаоса (режим II) первая мода теряет порядка 25% своей энергии по сравнению с регулярными колебаниями (режим I).

Распределения мод (рис. 10, а) сильно неоднородны в пространстве взаимо–

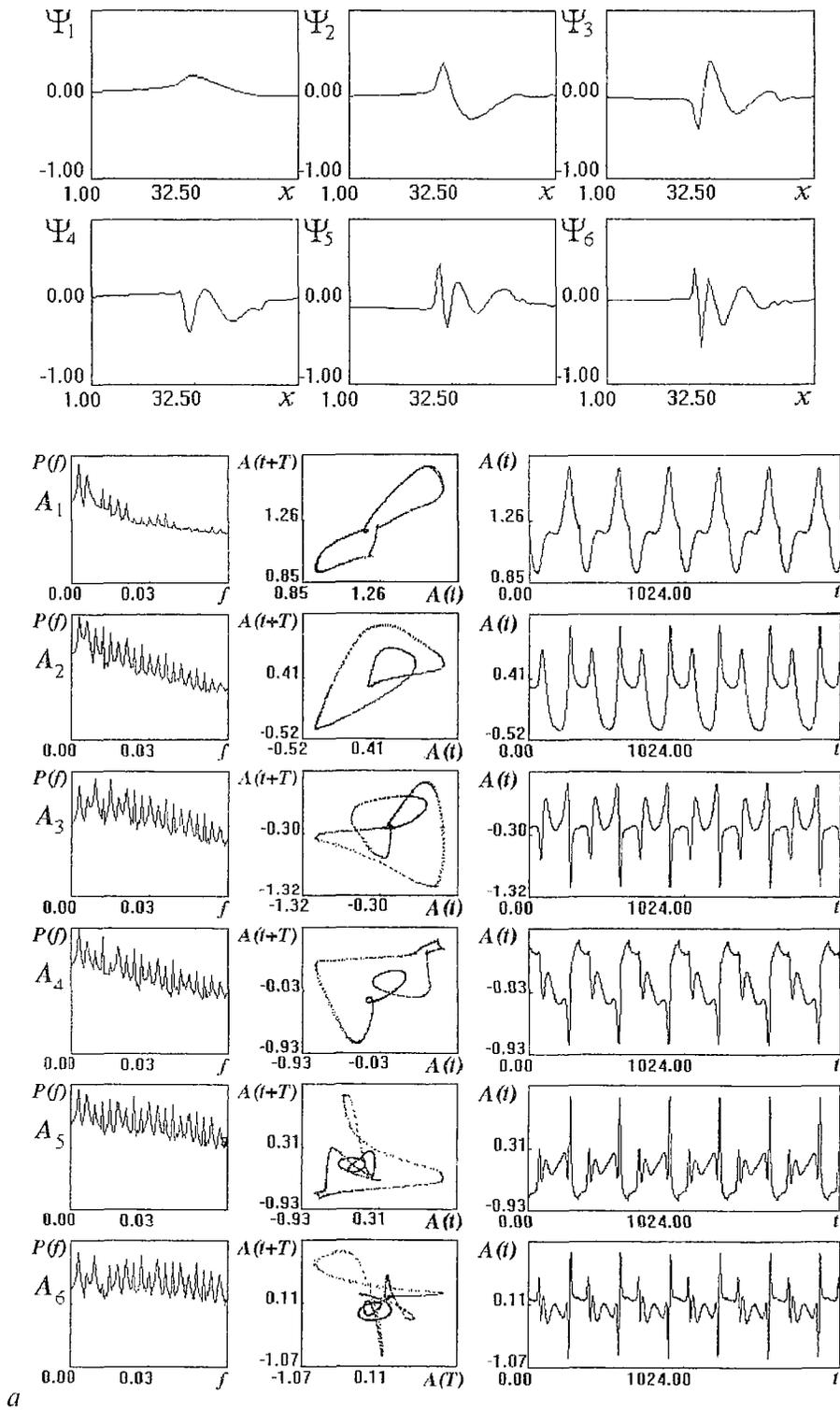
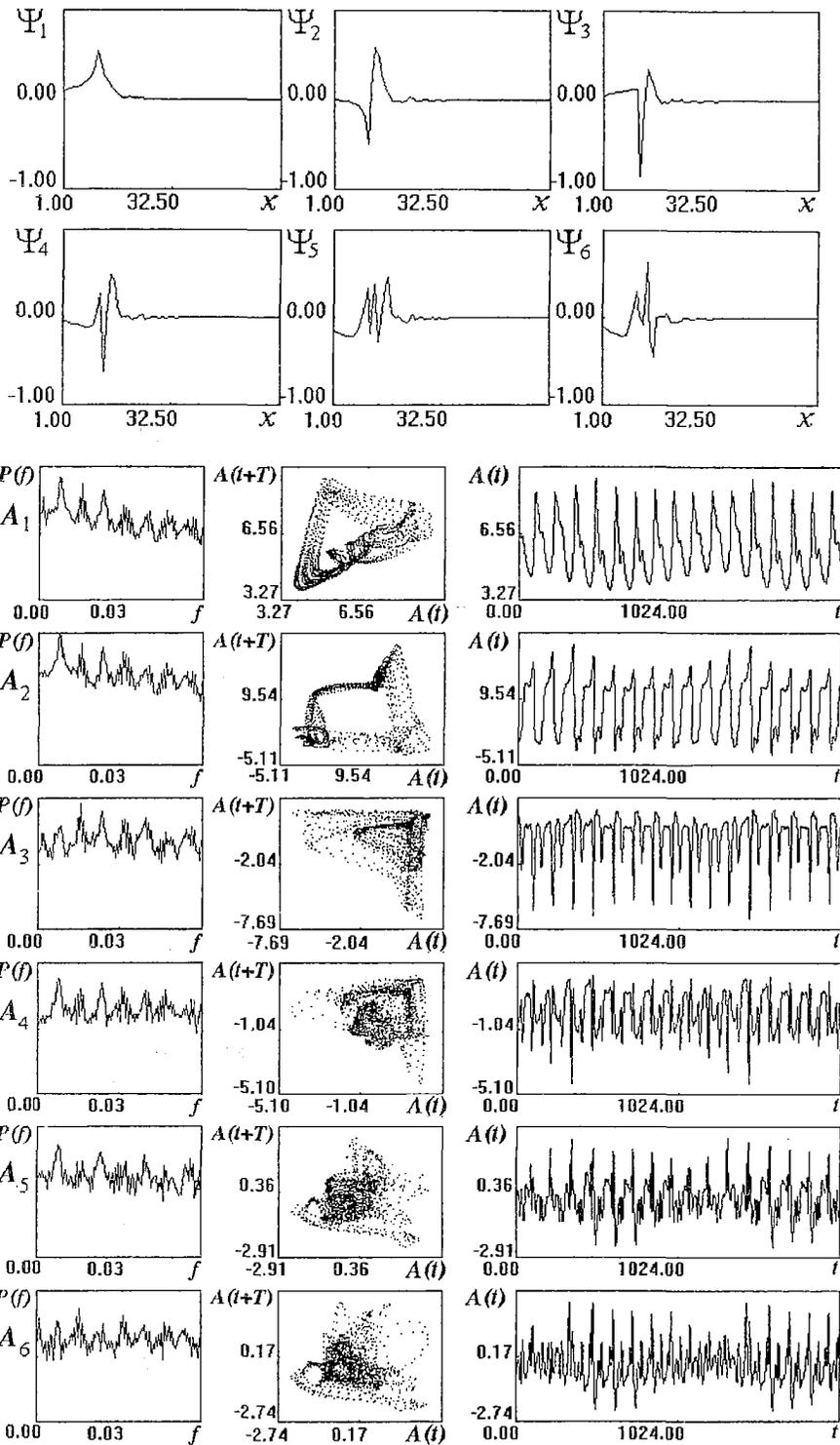


Рис. 10. Вид высших мод Карунена – Лозва и их временная динамика для различных режимов колебаний в системе: *a* – регулярные колебания



б

Рис. 10. Вид высших мод Карунена – Лозва и их временная динамика для различных режимов колебаний в системе: б – биения

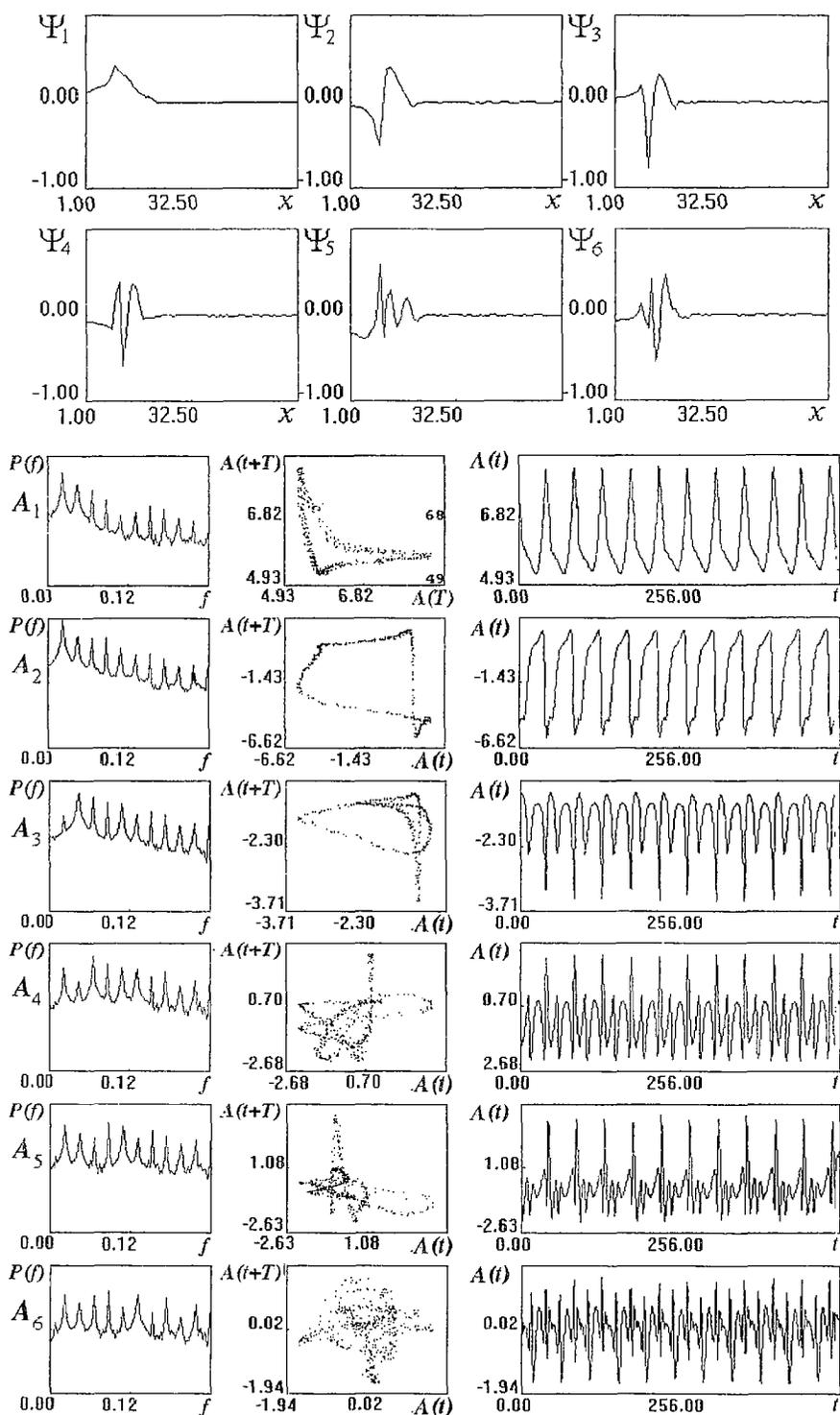
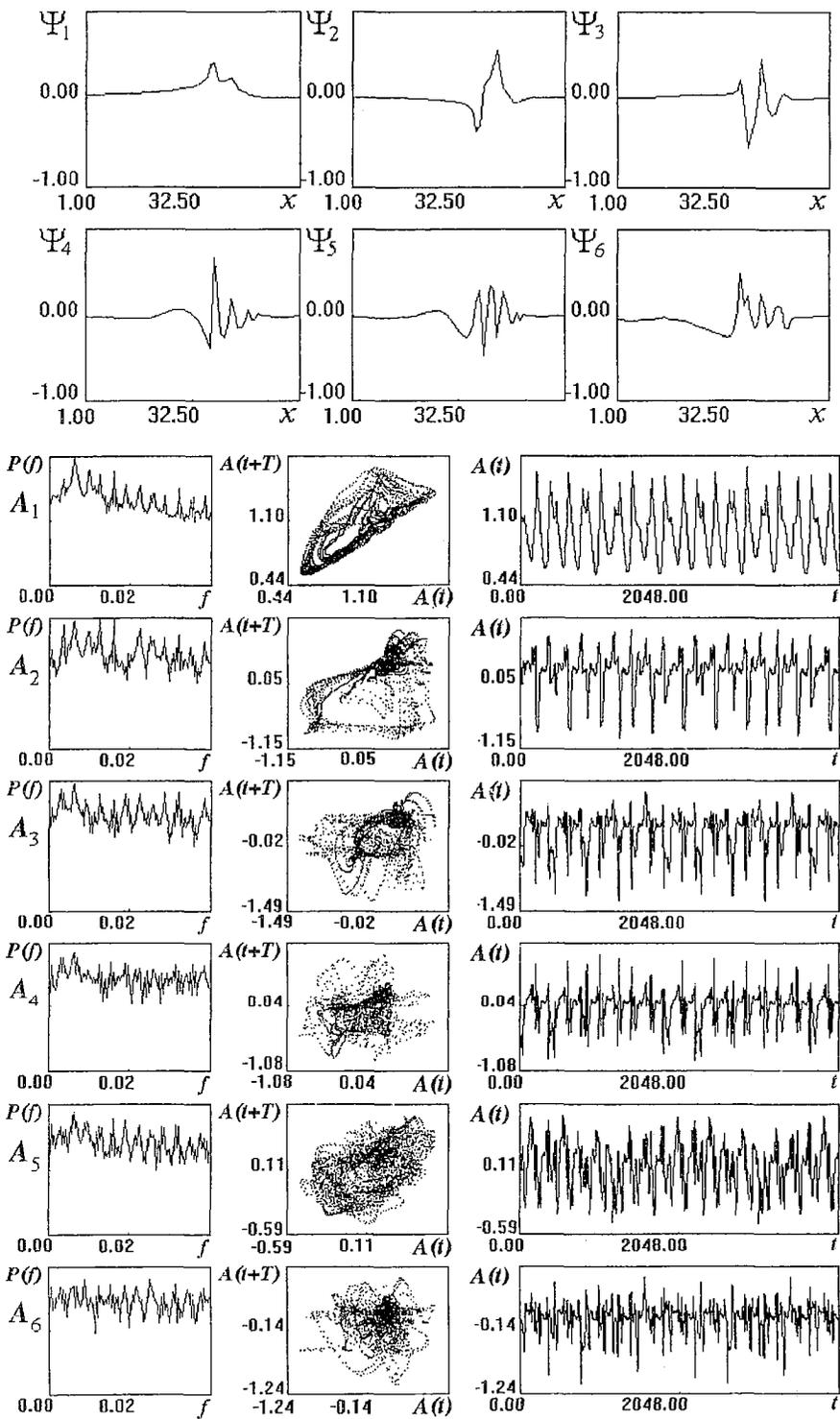


Рис. 10. Вид высших мод Карунена – Лозва и их временная динамика для различных режимов колебаний в системе: в – квазипериодические колебания



2

Рис. 10. Вид высших мод Карунена – Лозва и их временная динамика для различных режимов колебаний в системе: 2 – хаотические колебания

действия, причем вид функций $\Psi_i(x)$ усложняется с ростом номера моды. В режиме регулярных колебаний первая мода в области, прилегающей к левой границе системы, демонстрирует близкое к симметричному распределение с одним максимумом, расположенным в области локализации ВК. Рост номера моды приводит к прибавлению новых максимумов на энорах мод, причем максимумы появляются в области за ВК. Это связано с тем, что динамика высших мод описывает в первую очередь процессы разрушения ВК и «сброса» заряда из него к центру диода (см., например, рис. 8, а). Временная зависимость амплитуд мод определяется с помощью выражения

$$A_i(t) = \int \xi(x,t) \Psi_i(x) dx.$$

В режиме регулярных движений динамика мод демонстрирует периодические колебания, форма которых усложняется с ростом номера моды. При этом в псевдофазовом пространстве каждой из мод наблюдаются многооборотные циклы.

Переход к режиму биений (рис. 10, б) сопровождается изменением энор мод Карунена – Лозва. В данном режиме часть пространства, где $\Psi_i(x)$ отлична от нуля, компактно локализована в области ВК, а не растянута на большую часть пространства взаимодействия, как это наблюдается в регулярном режиме. Это связано с тем, что наибольшее возмущение плотности заряда ρ в пространстве взаимодействия связано с самим ВК, на собственные колебания которого накладывается второй временной масштаб колебаний, пропорциональный $1/\omega_m$ (5). При этом амплитуда модуляции колебаний высоты потенциального барьера (ВК) достаточно велика

$$\Delta\varphi_0/(\varphi_0)_{\min} \approx 10\%,$$

где φ_0 – величина минимума потенциала в пространстве взаимодействия. Однако, модуляция координаты положения минимума в пространстве существенно меньше, вследствие чего наблюдается четкая выраженная локализация амплитуды мод в узкой области пространства взаимодействия. Колебания всех мод сильно нерегулярны, причем в спектрах мод прослеживается наличие частоты модуляции ω_m . Динамика мод с номерами $i > 3$ демонстрирует ярко выраженную перемежаемость, в спектре с номером моды растет шумовое основание, фазовый портрет становится однородным.

Динамика высших мод в режиме квазипериодических колебаний связана с динамикой метастабильного сгустка. Пространственное распределение мод (рис. 10, в) так же как и в предыдущем случае локализовано вблизи плоскости инжекции ($x=0$). Это связано с тем, что квазипериодические режимы появляются при больших токах пучка, когда ВК возникает в непосредственной близости от входной сетки. В спектрах мод прослеживается увеличение интенсивности второй базовой спектральной составляющей с ростом номера моды.

В режиме сильно хаотических колебаний наиболее характерным является появление второго максимума на пространственном распределении высшей моды Ψ_1 . Это связано с формированием в потоке на каждом периоде колебаний второго электронного сгустка в пролетном потоке распадающегося ВК. Заметим также, что динамика первой моды $A_1(t)$ качественно совпадает с динамикой $\rho_{\max}(t)$ в пространстве взаимодействия, так как практически на каждом периоде колебаний A_1 наблюдается два различных по амплитуде максимума. Вследствие этого можно предположить, что динамика первой моды в первом приближении описывает поведение двух основных структур потока – ВК и вторичного электронного сгустка, формирующегося в поле распадающегося ВК. Более тонкие аспекты физических процессов, сопровождающих усложнение динамики потока, например, образование третьего электронного сгустка теперь уже в поле распадающегося вторичного ВК, описывают моды с высшими номерами, на что указывает

появление в спектре мод с номерами $i \geq 2$ второго независимого временного масштаба, соответствующего вышеуказанному физическому процессу.

Таким образом, переход от регулярных к хаотическим колебаниям сопровождается ростом энергии вторичных структур в потоке, описываемых модами Карунена – Лозва с высшими номерами. При этом наблюдается рост плотности пространственного заряда вторичных структур, что приводит к отражению части потока от них. Это в свою очередь приводит к появлению в потоке внутренней распределенной обратной связи, которая и является основной причиной усложнения динамики системы.

4. Конечномерная модель

Небольшое число активных степеней свободы, возбуждаемых в системе, а так же небольшое число мод Карунена – Лозва, необходимых для описания динамики потока (то есть мод, энергия которых больше нескольких процентов от общей энергии потока), свидетельствует о возможности построения конечномерной модели, которая бы качественно верно отражала основные особенности поведения системы.

В работе [39] предложена простейшая эквивалентная схема пролетного промежутка со сверхкритическим током (рис. 11). В рассматриваемой схеме с генератором тока точка 1 соответствует входному и выходному электродам, точка 2 – минимуму потенциала. Емкость C учитывает накопление в системе электростатической энергии, проводимость G_1 отвечает за движение заряженных частиц под действием сил пространственного заряда, проводимость G_2 подключается, когда превышает некоторое пороговое значение напряжения $U_{кр}$ (возникает ВК и имеет место обратный ток, отраженный от ВК, то есть от 1 к 2). Для схемы на рис. 11 можно записать закон Кирхгофа

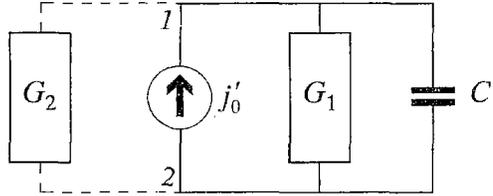


Рис. 11. Эквивалентная схема пролетного промежутка в режиме сверхкритического тока [39]

$$j'_0 = j'_1 + j'_2 + CdU/dt, \quad (9)$$

где j'_1 и j'_2 соответственно плотности тока через проводимости G_1 и G_2 . Введя нормированные величины

$$\Phi = U/U_0, \quad j_i = j'_i/I_0,$$

где

$$I_0 = CU_0v_0, \quad U_0 = mv_0^2/2,$$

и учитывая вид функций $G_1(\Phi)$ и $G_2(\Phi)$ [40]

$$G_1(\Phi) = \Phi(1 - \Phi)^{1/2},$$

$$G_2(\Phi) = \Phi^{3/2},$$

уравнение (9) перепишем в виде

$$\begin{cases} j_0 = d\Phi/dt + \Phi(1 - \Phi)^{1/2} & \text{на нижней ветви,} \\ j_0 = d\Phi/dt + \Phi[\Phi^{1/2} + (1 - \Phi)^{1/2}] & \text{на верхней ветви.} \end{cases}$$

Учитывая значение критического потенциала $\Phi_{кр} = 2/3$ [40], при котором происходит включение проводимости G_2 , можно построить вольт–амперную характеристику (ВАХ) промежутка со сверхкритическим током (рис. 12).

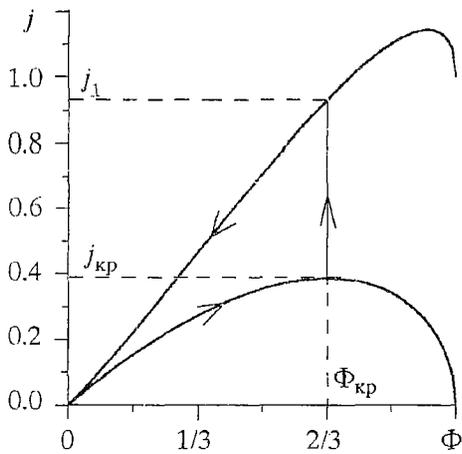


Рис. 12. ВАХ пролетного промежутка в режиме сверхкритического тока

Движение системы на нижней ветви соответствует заряду конденсатора – образованию ВК. При достижении потенциалом критического значения $\Phi_{кр} = 2/3$ включается проводимость G_2 , через которую происходит быстрый разряд емкости C . В системе при этом происходят релаксационные колебания, предельный цикл которых отмечен стрелками на рис. 12.

Заменяя ВАХ пролетного промежутка кусочно–линейной аппроксимацией³, можно найти частоту колебаний в такой системе

$$\omega = 2\pi / (T_1 + T_2),$$

где время жизни системы на *нижней ветви*

$$T_1 = -(\Phi_{кр} / j_{кр}) \ln[1 - j_{кр} / j_0]$$

и время жизни на *верхней ветви*

$$T_2 = -(\Phi_{кр} / j_1) \ln \frac{(1 - j_{кр} / j_0)^{j_1 / j_{кр}}}{1 - j_1 / j_0}.$$

Видно, что с увеличением тока j_0 частота колебаний в системе растет, что является характерным для генераторов на ВК.

Отметим также, что данная модель отражает существование критического тока, ниже которого электростатическая неустойчивость, с которой связано формирование ВК, не развивается. При плотности тока $j^* < j_{кр}$ в рассматриваемой модели наблюдается устойчивое состояние равновесия, определяемое координатами

$$(j^*, \Phi^*): j^* = \Phi^* (1 - \Phi^*)^{1/2}.$$

В рамках данной модели существует возможность учесть хаотизацию движения в системе в результате формирования в пространстве взаимодействия второй электронной структуры в поле внешнего сигнала. В этом случае, во-первых, необходимо учесть зависимость величины $\Phi_{кр}$ от внешнего поля, которое в первом приближении можно предположить изменяющимся по гармоническому закону

$$\Phi_{кр}(t) = \Phi_{кр} [1 + \Phi'_{кр} \sin(\omega t)].$$

И, во-вторых, поведение системы необходимо контролировать в том смысле, что при превышении меняющегося критического потенциала $\Phi_{кр}(t)$ напряжением между точками 1 и 2 (см. рис. 11) при нахождении системы на верхней ветви проводимость G_2 отключается, а к емкости C подключается дополнительная емкость, характеризующая уменьшение максимальной потенциальной энергии, которая может быть накоплена в системе. Это связано с тем, что при формировании ВК происходит перераспределение кинетической энергии первоначально невозмущенного электронного потока между кинетической и потенциальной энергией электростатического поля потока (с чем и связано

³ Такой подход весьма распространен для модельного исследования реальных сложных систем. Например, семейство схем Чуа [41] или работы, посвященные кусочно–линейной модели генератора на туннельном диоде [42].

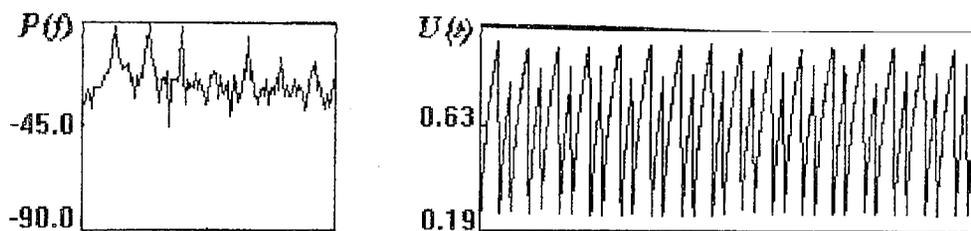


Рис. 13. Спектр мощности и временная реализация хаотических автоколебаний в конечномерной модели

формирование ВК при превышении критического тока). Кинетическая энергия, теряемая потоком в результате формирования вторичного электронного образования, существенно меньше, чем при формировании основной структуры потока – ВК. Следовательно, потенциальная энергия электрического поля, определяемая в нашей модели величиной емкости, подключенной параллельно источнику тока, уменьшается, и необходимо подключение второй емкости, которое уменьшило бы возможность накопления потенциальной энергии в системе.

Отметим, что подобным образом сконструированная модельная система допускает аналогию с неавтономным релаксационным генератором, исследованным в работе [43], который может демонстрировать хаотические автоколебания.

Выбор из физических соображений значений управляющих параметров показал, что модельная система качественно верно иллюстрирует процессы, сопровождающие формирование второго электронного сгустка в системе. Как видно из рис. 13, на котором представлены характеристики колебаний в схеме, на временной реализации наблюдается два различных по величине максимума, которые в распределенной системе появляются в результате конкуренции между ВК и вторичной электронной структурой, а в конечномерной модели обеспечиваются за счет переключений между верхней и нижней ветвями ВАХ, управляемых фазовыми соотношениями между сигналом в системе и внешним сигналом. Наблюдается также качественное соответствие спектра мощности, в котором наблюдается низкочастотная составляющая, с приведенным на рис. 4,а.

Таким образом, предложенная модель в первом приближении качественно описывает основной механизм возникновения хаотической динамики – нелинейное взаимодействие между двумя электронными структурами, вторая из которых формируется в результате группировки во внешнем поле, вводимом в область ВК из области образования ВК во встречном потоке.

Заключение

Проведенное исследование модельной системы связанных генераторов на виртуальном катоде с электростатической связью (виркатор на встречных потоках) показало принципиальную возможность использования ее в качестве модуля антенной решетки на сверхмощных источниках СВЧ излучения. Особый интерес к рассматриваемой системе обуславливается отсутствием внешних элементов связи, что делает прибор более простым в плане практической реализации.

Исследуемая система демонстрирует широкий спектр нелинейных динамических явлений, включая режимы синхронизации колебаний в каждом из модулей с высоким качеством спектра. Возможно также установление режимов широкополосной генерации с близким к шумовому спектром. В режиме синхронизации существует возможность управления в достаточно широких пределах разностью фаз между сигналами каждого из модулей (примерно от $\pi/2$ до π) за счет варьирования расстройки генераторов, за счет изменения токов потоков. Здесь также следует отметить возможность синхронизации колебаний ВК на субгармонике. Это открывает определенные перспективы по созданию решеток на

виркаторах средней мощности (то есть со сравнительно небольшим током пучка, а следовательно, и генерируемой частотой), синхронизируемых мощным задающим генератором.

Исследование внутренней динамики в электронных потоках показало, что поведение системы определяется динамикой когерентных структур, которые математически выделялись с помощью ортогональной декомпозиции по Карунену – Лозву. Хаотизация колебаний связывается с увеличением энергии вторичных структур по сравнению с основной структурой потока – ВК, и в результате этого появлением внутренней распределенной связи по потоку между ними. Возникновение дополнительных внутренних структур определяется воздействием на поток внешнего сигнала из области ВК встречного потока. Этот эффект на феноменологическом уровне проиллюстрирован на примере простейшей конечномерной модели, описывающей как регулярную динамику ВК, так и усложнение динамики при наличии внешнего сигнала.

Автор благодарен В. Г. Анфиногентову за внимание к этой работе, неоднократное обсуждение и полезные критические замечания.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98–02–16541).

Библиографический список

1. Sze H., Harteneck B. and Price D. Phase locking of two strongly coupled vircators // J.Appl.Phys. 1990. Vol. 67, № 5. P. 2278.
2. Woo W., Benford J., Fittingoff D., Harteneck B., Price D., Smith R. and Sze H. Phase locking of high–power microwave oscillators // J.Appl.Phys. 1989. Vol. 65, № 2. P.861.
3. Селемир В.Д., Алехин Б.В., Ватрунин В.Е., Дубинов А.Е., Степанов Н.В., Шамро О.А., Шибалко К.В. Теоретические и экспериментальные исследования СВЧ–приборов с виртуальным катодом // Физика плазмы. 1994. Т. 20, вып. 7,8. С.689.
4. Hendricks K., Richard A. and Noggle R. Experimental results of phase locking two virtual cathode oscillator // J.Appl.Phys. 1990. Vol. 68, № 2. P. 820.
5. Magda I.I., Prokopenko Yu.V. Cooperative high–power radiation of a two beam–two vircator assembly // Proc. on 11–th International Conference on High Power Particle Beams. Prague, Czech Republic, June 10–14, 1996. P–1–59.
6. High Power Microwave Sources / Eds V.L. Granatstein and I. Alexeff. Boston: Artech House, 1987. Ch. 13–14.
7. Артюх И.Г., Сандалов А.И., Сулакшин А.С., Фоменко Г.П., Штейн Ю.Г. Релятивистские устройства сверхбольшой мощности // Обзоры по электронной технике. Сер. 1, вып. 17 (1490), 70с.
8. Григорьев В.П., Жерлицын А.Г., Коваль Т.В., Кузнецов С.И., Мельников Г.В. О возможности изменения частоты излучения внешним сигналом в СВЧ–триоде с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 23. С. 2164.
9. Hramov A.E. Influence of external action on chaotic dynamics of virtual cathode oscillations// Proc. of the 5th International Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems. NDES'97. Moscow, Russia, 26–27 June, 1997. P. 443.
10. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Неавтономные колебания электронного потока с виртуальным катодом в плоском диодном промежутке // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1997. Т. 5, № 6. С. 61.
11. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием. Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 101.
12. Афанасьева В.В., Трубецков Д.И. Динамический хаос в электронных

сверхвысокочастотных приборах //Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Вып. 4 (1615), 32 с.

13. *Trubetskov D.I., Mchedlova E.S., Anfinogentov V.G., Ponomarenko V.I., Ryskin N.M.* Nonlinear waves, chaos and patterns in microwave devices // *Chaos*. 1996. Vol. 5, № 3. P. 368.

14. *Madon A., Klinger T.* A model for the bifurcations in plasma drift-waves // *Physica D*. 1997. Vol. 102. P. 335.

15. *Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А.* Нестационарные структуры и диффузионный хаос. М.:Наука, 1992.

16. *Kaneko K.* Formation, Dynamics and Statistics of Patterns /Eds K.Kawasaki et al. // Singapore: World Scientific, 1990. Vol. 1.

17. *Привезенцев А.П., Фоменко Г.П.* Сложная динамика потока заряженных частиц с виртуальным катодом // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 1994. Т. 2, № 5. С. 56.

18. *Brandt H.E.* The turbuon // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1985. Vol. PS-13, № 6. P. 513.

19. *Афонин А.М., Диденко А.Н., Пауткин А.Ю., Рошаль А.С.* Нелинейная динамика электронного потока с виртуальным катодом в триодных системах // *РЭ*. 1992. Вып. 10. С. 1889.

20. *Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.* Механизм возникновения хаотической динамики и взаимодействие когерентных структур в вакуумном СВЧ генераторе на виртуальном катоде // *Матер. науч. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ»*. Саратов, 4–8 сентября 1997. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. С. 4.

21. *Анфиногентов В.Г.* Взаимодействие когерентных структур и хаотическая динамика в электронном потоке с виртуальным катодом // *Письма в ЖТФ*. 1995. Т. 21, вып. 8. С. 70

22. *Anfinogentov V.G.* Nonlinear dynamics and chaotic behaviour of electron beam with virtual cathode in the Pierce diode // *Proc. of the 3rd International Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems. NDES'95. University College Dublin, 28–29 July, 1995*. P. 79.

23. *Anfinogentov V.G.* Chaotic dynamics and structure formation in the plasma diode with virtual cathode // *24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Berchtesgarden, 9–13 June, 1997. Contributed Paper, Part III*. P. 1293.

24. *Храмов А.Е.* Колебания в системе двух связанных генераторов на виртуальном катоде виртодного типа с управляемой связью: вычислительный эксперимент // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 1998. Т. 6, № 1. С. 108.

25. *Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.* Сложное поведение электронного потока с виртуальным катодом и генерация хаотических сигналов в виртодных системах // *Изв. РАН. Сер. Физическая*. 1997. Т. 61, № 12. С. 2391.

26. *Гадецкий Н.Н., Магда И.И., Найстетер С.И., Прокопенко Ю.В., Чумаков В.И.* Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью – виртод // *Физика плазмы*. 1993. Т. 19, вып. 4. С. 530.

27. *Anfinogentov V.G.* Chaotic dynamics of electron beams with virtual cathode in the bounded systems // *Proc. on 11th International Conference on High Power Particle Beams. Prague, Czech Republic, June 10–14, 1996*. P. 1–59.

28. *Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.* Влияние распределенной обратной связи на хаотические колебания виртуального катода // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 1998. Т. 6, № 1. С. 93.

29. *Kwan T.J.T., Thode L.E.* // *Phys.Fluids*. 1984. Vol. 27. P. 1570.

30. *Диденко А.Н., Рациков В.И.* // *Физика плазмы*. 1992. Т. 18, № 9, С. 1182.

31. *Бэдсел Ч., Ленгтон А.* Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергаториздат, 1989. 452 с.

32. *Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

33. *Takens F.* Detecting strange attractors in turbulence // *Lecture Notes in Mathematics*. Warwick: Springer-Verlag, 1980. Vol. 898. P. 366.

34. Grassberger P., Procaccia J. On the characterization of strange attractors // Phys.Rev.Lett. 1983. Vol. 50. P. 346.
35. Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминистическом подходе к турбулентности. М.:Мир, 1991.
36. Варанабе С. Разложение Карунена – Лозва и факторный анализ. Теория и приложение // Автоматический анализ сложных изображений / Под ред. Э.М. Бравермана. М.:Мир, 1969. С. 254.
37. Lumley J.L. The structure of inhomogeneous turbulent flows // Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation: Proc. of the International Colloquium / Eds A.M. Yaglom and V.I. Tutarsky. Moscow: Nauka, 1967. P. 166.
38. Уилкинсон Д. Алгебраическая проблема собственных значений. М.: Наука, 1970.
39. Привезенцев А.П., Фоменко Г.П., Филипенко Н.М. Колебания электронного потока в плоском пролетном промежутке // ЖТФ. 1981. Т. 51, № 6. С. 1161.
40. Привезенцев А.П., Фоменко Г.П., Филипенко Н.М. Феноменологический анализ устойчивости стационарных состояний интенсивного электронного потока в пространстве дрейфа // РЭ. 1983. Т. 28, № 5. С. 1011.
41. Matsumoto T., Chua L.O., Tanaka S. Simplest chaotic nonautonomous circuits // Phys.Rev.A. 1984. Vol. 30, № 2. P. 1155.
42. Андрушкевич А.В., Кипчатов А.А., Красичков Л.В., Короновский А.А. Путь к хаосу в кусочно–линейной модели генератора на туннельном диоде // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1993. Т. 1, № 1,2. С. 93.
43. Кипчатов А.А., Подин С.В. Исследование поведения неавтономного релаксационного генератора в пространстве управляющих параметров // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 4,5. С. 30.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 17.10.97
после переработки 5.06.98

COMPLEX DYNAMICS OF COHERENT STRUCTURES IN TWO-STREAM VIRCATOR

A.E. Hramov

System of virtual cathode oscillators with electrostatic coupling – viricator on oncoming streams is investigated with the aid of numerical simulation. The existence of different regimes, including the synchronisation and chaotic generation, is shown. Physical processes in the system are determined by the formation of electron patterns in each beam. The inner structures in the beam are analysed by the orthogonal decomposition by Karhunen – Loeve method. The simplest finite–dimension model–analogy is proposed to illustrate of an interaction between electron structures in the beam, that leads to chaotic dynamics of virtual cathode oscillation.



Храмов Александр Евгеньевич – в 1996 году закончил Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского. В настоящее время работает в НИИ механики и физики и научном секторе Государственного учебно–научного центра «Колледж» СГУ. Область научных интересов – нелинейные явления и процессы структурообразования в распределенных системах электронно–плазменной природы. Имеет несколько публикаций по вышеуказанной тематике.