



**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ  
ДИНАМИКИ МНОГОРЕЗОНАТОРНОГО КЛИСТРОННОГО  
ГЕНЕРАТОРА С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ  
МЕТОДОМ «ЧАСТИЦ В ЯЧЕЙКЕ»\***

*В.В. Емельянов*

Разработана 1.5-мерная программа численного моделирования нелинейных нестационарных процессов в приборах клистронного типа, основанная на нестационарной дискретной теории возбуждения резонаторов Л.А. Вайнштейна и методе «частиц в ячейке» для моделирования динамики электронного пучка. Представлены результаты численного моделирования основных режимов колебаний четырехрезонаторного клистронного генератора с внешней запаздывающей обратной связью. Полученные результаты подтверждают качественную картину поведения генератора, изученную ранее для упрощенных теоретических моделей в виде дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом, а также позволяют определить значения выходных параметров (мощность, КПД, ширина спектра и т.д.), важных с практической точки зрения.

*Ключевые слова:* Многорезонаторный пролетный клистрон, запаздывающая обратная связь, метод «частиц в ячейке», самовозбуждение, автомодуляция, хаос, бифуркация удвоения периода.

**Введение**

Многорезонаторные пролетные клистроны широко используются как высоко-мощные усилители и генераторы в ускорителях элементарных частиц, системах связи, радиолокации и т.д. [1–4]. В последние годы клистронные генераторы с внешней запаздывающей обратной связью (ЗОС) привлекли внимание как перспективные источники детерминированных хаотических сигналов, которые могут найти применение в новых типах коммуникационных и радиолокационных систем. Сложная динамика подобных генераторов исследовалась как теоретически, так и экспериментально (см., например, [5–9]). Основным инструментом теоретических исследований является компьютерное моделирование, которое в работах [5–9] проводилось для упрощенных математических моделей на основе дифференциальных уравнений

\*Статья написана по материалам доклада на Школе-конференции «Нелинейные дни в Саратове для молодых – 2011» Саратов, 25–28.10.2011, 15–16.11.2011.

с запаздыванием. Такие модели хорошо описывают качественную картину поведения генераторов, однако для достоверного количественного определения важных с практической точки зрения характеристик прибора, таких как выходная мощность, КПД, время переходного процесса и др., следует использовать более строгие математические модели, основанные на традиционных для СВЧ-электроники методах «крупных частиц» [1–3] (см., в частности, обсуждение этого вопроса на примере отражательного клистрона в [10]). В настоящей работе моделирование нелинейной динамики многорезонаторного клистрона-генератора с ЗОС проводится на основе нестационарной теории возбуждения резонаторов Л.А. Вайнштейна [3] и метода «частиц в ячейке» [11,12], который хорошо себя зарекомендовал при решении многих задач электроники, гидродинамики и физики плазмы.

## 1. Математическая модель многорезонаторного клистрона-генератора

Принципиальная схема исследуемого генератора приведена на рис. 1. Генератор состоит из многорезонаторного пролетного клистрона, выходной резонатор которого соединен с входным посредством широкополосной бездисперсионной линии обратной связи, в которую включены направленный ответвитель, регулируемые аттенуатор и фазовращатель для плавного изменения глубины обратной связи  $\rho$  и набега фазы  $\varphi$  проходящего сигнала, соответственно.

Для численного моделирования была разработана программа, осуществляющая решение самосогласованной задачи о взаимодействии электронного пучка с электромагнитными полями резонаторов. Совместно решаются уравнения движения частиц и уравнения возбуждения резонаторов. Используемый численный алгоритм аналогичен описанному в работах [10,13], где исследовались отражательный клистрон и лампа бегущей волны с цепочкой связанных резонаторов, соответственно. Для моделирования динамики электронного пучка применяется метод «частиц в ячейке» [11,12]. Решение уравнений движения осуществляется по схеме с перешагиванием второго порядка точности, описанной в [11]. Движение электронов полагается одномерным, то есть считается, что электронный пучок полностью сфокусирован внешним продольным магнитным полем, однако при вычислении поля сил пространственного заряда учитывается ограниченность электронного пучка в поперечном направлении. Подобные численные модели принято называть 1.5-мерными.

Поля резонаторов рассчитывались на основе нестационарной теории возбуждения резонаторов током медленно меняющейся амплитуды [3]; при этом поля представлялись в виде квазимонохроматических колебаний с комплексными амплитудами  $C_j(t)$ , медленно меняющимися по сравнению с собственными частотами  $\omega_j$ :  $E_j = \text{Re}[C_j(t) E_s(x - d_j) \exp(i\omega_j t)]$ , где  $j$  – номер резонатора, функция  $E_s$  описывает распределение поля в зазоре резонатора,  $d_j$  – координата центра зазора.

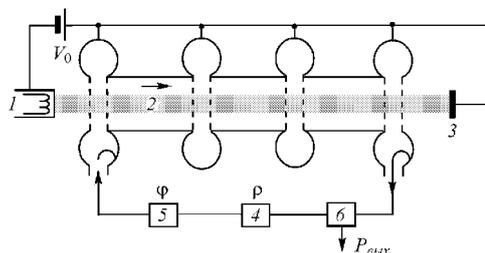


Рис. 1. Принципиальная схема клистронного генератора. 1 – катод, 2 – электронный пучок, 3 – коллектор, 4 – аттенуатор, 5 – фазовращатель, 6 – направленный ответвитель,  $V_0$  – ускоряющее напряжение

Рассматривались различные варианты распределения поля в зазорах, однако результаты численного моделирования зависят, в основном, от значения коэффициента эффективности скоростной модуляции

$$M = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} [E_s(x) \exp(i\beta_e x)] dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_s(x)| dx},$$

где  $\beta_e = \omega_j/v_0$ ,  $v_0$  – скорость электронов, а влияние формы поля незначительно. Для определенности ниже приводятся результаты моделирования для случая прямоугольного распределения полей в резонаторах.

Уравнения возбуждения резонаторов численно интегрируются методом «предиктор-корректор» второго порядка точности. При этом начальные условия для комплексных амплитуд полей  $C_j(t)$  задаются в виде малых случайных возмущений, что моделирует самовозбуждение генератора от шумовых флуктуаций.

## 2. Результаты численного моделирования

Для численного моделирования были выбраны параметры, близкие к параметрам генератора, исследовавшегося экспериментально [5–8], однако для сокращения времени расчетов и упрощения настройки промежуточных резонаторов моделирование проводилось для случая четырех-, а не пятирезонаторного клистрона. Значения параметров приведены в таблице.

Параметры четырехрезонаторного клистрона-генератора

Ускоряющее напряжение, В	1500
Расстояние между центрами резонаторов, мм	20
Радиус пучка, мм	2
Собственная частота входного и выходного резонаторов, МГц	2795
Холодная добротность резонаторов	460
Нагруженная добротность входного резонатора	250
Нагруженная добротность выходного резонатора	125
Характеристическое сопротивление резонаторов	300
Коэффициент ослабления выходной мощности в цепи ЗОС, дБ	30
Время распространения сигнала по линии ЗОС, нс	10

Сначала рассмотрим случай идентичной настройки собственных частот промежуточных резонаторов  $f_{2,3} = 2795$  МГц. На рис. 2, а приведена граница самовозбуждения генератора (кривая 1) и порог возникновения автомодуляции (кривая 2) на плоскости параметров «набег фазы в линии ЗОС  $\varphi$  – ток электронного пучка  $I$ ». В области между кривыми 1 и 2 устанавливается режим стационарной одночастотной генерации. Выше кривой 2 стационарный режим теряет устойчивость и устанавливается режим автомодуляции. Границы имеют периодический характер по фазе  $\varphi$ , то есть на плоскости параметров имеется система дискретно расположенных зон генерации, расширяющихся с ростом тока электронного пучка. Такая картина носит общий характер для автогенераторов с запаздыванием (см., например, [6–10, 13–16]).

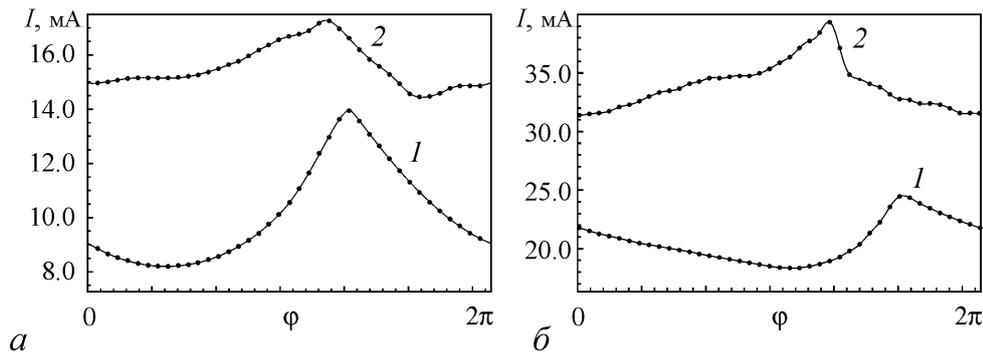


Рис. 2. Границы самовозбуждения генератора (1) и кривые порога возникновения автомодуляции (2) на плоскости параметров  $(\varphi, I)$  при идентичной (а) и неидентичной (б) настройке промежуточных резонаторов

Вблизи границ зон генерации наблюдается бистабильность, то есть сосуществование двух режимов генерации с разными частотами. При плавном изменении фазы  $\varphi$  происходят жесткие переходы с одной собственной моды на другую, сопровождающиеся гистерезисом. Это хорошо видно на рис. 3, где представлена зависимость частоты генерации от фазы в линии ЗОС. Область гистерезиса заключена на рисунке между штриховыми вертикальными линиями. Это также общее свойство автоколебательных систем с запаздыванием [6–9, 14–16].

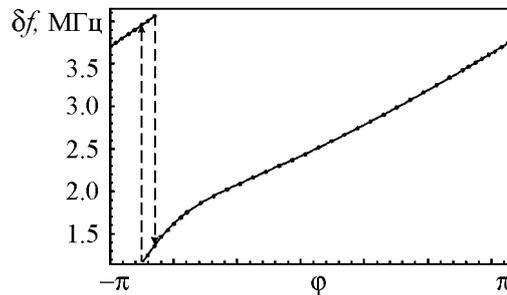


Рис. 3. Зависимость отстройки частоты генерации  $\delta f = f - f_1$  от набега фазы  $\varphi$  в линии ЗОС. Штриховыми линиями показаны жесткие переходы с одной моды на другую

Рассмотрим последовательность смены режимов генерации по мере увеличения тока электронного пучка. Остановимся на случае  $\varphi \approx 1.413$ , что соответствует центру зоны генерации, где стартовый ток минимален (см. рис. 2, а). На рис. 4, а представлена зависимость среднего значения выходной мощности генератора от тока пучка. Под выходной мощностью здесь и далее принимается мощность, отдаваемая в нагрузку, которая определяется по формуле

$$P_{\text{вых}} = \left(1 - \frac{Q_L}{Q_0}\right) P_{\text{ea}},$$

где  $Q_0, Q_L$  – холодная и нагруженная добротность, соответственно;  $P_{\text{ea}}$  – активная мощность взаимодействия пучка с полем выходного резонатора.

Римскими цифрами на рис. 4 отмечены разные режимы генерации прибора. В области I устанавливается режим стационарной одночастотной генерации. При росте тока он сменяется режимом периодической автомодуляции (область II). Автомодуляция возникает мягко в соответствии с амплитудным механизмом, что согласуется с результатами работ [5–9]. Данный механизм обусловлен тем, что амплитудная характеристика клистрона (зависимость выходной мощности от входной) в области больших входных сигналов имеет достаточно крутой падающий участок.

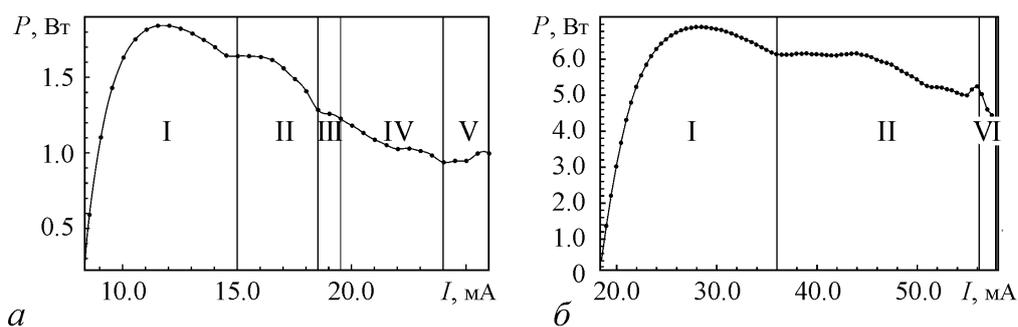


Рис. 4. Зависимости среднего значения выходной мощности генератора от тока пучка при идентичной (а) и неидентичной (б) настройке промежуточных резонаторов. Вертикальные сплошные линии разграничивают области, отвечающие различным режимам генерации прибора

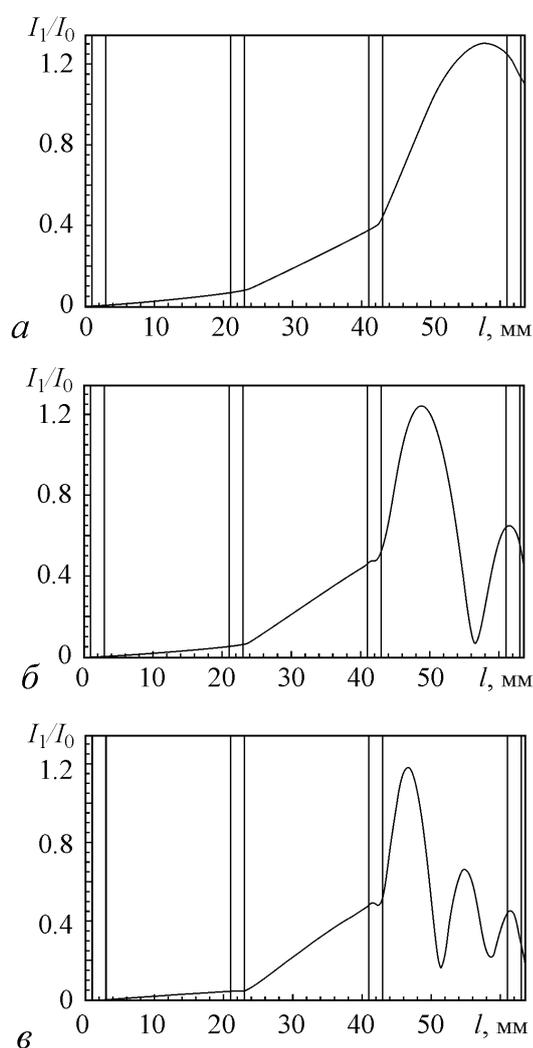


Рис. 5. Пространственные распределения первой гармоники сгруппированного тока вдоль длины прибора в режимах стационарной одночастотной генерации при токе пучка  $I$  (мА): 14 (а), 18.8 (б), 25.5 (в)

Физической причиной, приводящей к появлению падающего участка, является кинематическая перегруппировка электронов, которая, как известно, является одним из основных нелинейных эффектов в приборах О-типа [1–4].

По аналогии с работами [5–9] следовало бы ожидать, что дальнейшее увеличение тока приведет к последовательности бифуркаций удвоения периода и переходу к хаосу. Однако вместо этого при  $I \approx 18.5$  мА вновь восстанавливается стационарный режим, но уже с другим распределением первой гармоники сгруппированного тока. На рис. 5 представлены распределения первой гармоники тока вдоль длины прибора (вертикальными сплошными линиями обозначены положения резонаторов). Если в области I перегруппировка пучка возникает лишь перед выходным резонатором (рис. 5, а), то в области III сгустки успевают практически полностью разгруппироваться, после чего начинается образование вторичных сгустков (рис. 5, б). При дальнейшем увеличении тока можно наблюдать режимы, в которых появляются три (рис. 5, в; область V на рис. 4, а) и большее количество максимумов первой гармоники. Возникновение стационарных состояний с двумя, тремя максимумами и более происходит жестко. Такое поведение хорошо согла-

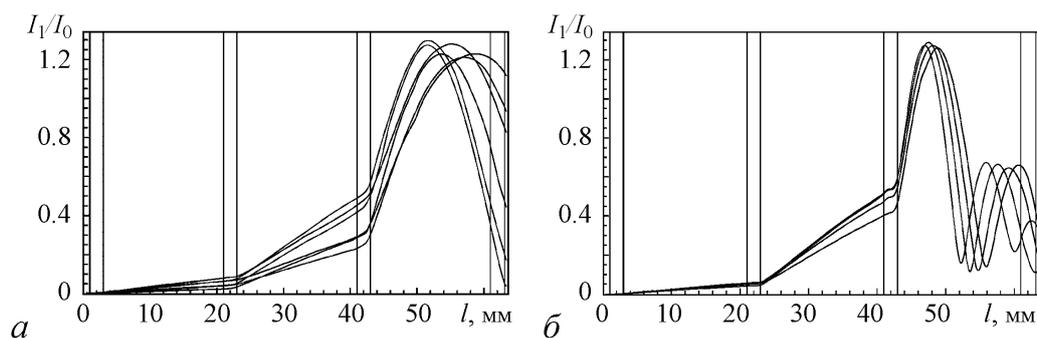


Рис. 6. Пространственные распределения первой гармоники сгруппированного тока вдоль длины прибора в различные моменты времени в режимах автомодуляции при  $I$  (мА): 15.5 (а), 25 (б)

суется с предсказанным в работах [6,10,14,19] для упрощенных моделей типа дифференциальных уравнений с запаздыванием. Отметим, что, поскольку глубина обратной связи мала, эффекты насыщения и перегруппировки проявляются, в основном, лишь в последнем каскаде, то есть приближение линейности промежуточных каскадов, использованное в [6], выполняется.

В режимах автомодуляции (области II и IV на рис. 4, а) наблюдаются периодические осцилляции выходной мощности, причем распределения первой гармоники тока вдоль системы носят различный характер: в области II в пространстве дрейфа присутствует лишь один максимум (рис. 6, а), в области IV начинается образование вторичных сгустков и наблюдается два, а в отдельные моменты времени даже три максимума (рис. 6, б). Соответственно, по-разному выглядят зависимости выходной мощности от времени (рис. 7). В первом случае практически сразу устанавливается глубокая модуляция выходного сигнала. Во втором наблюдается более длительный переходный процесс, начинающийся с резкого всплеска выходной мощности. Затем устанавливаются автомодуляционные колебания, форма которых усложняется, а средняя мощность заметно уменьшается по сравнению с первым случаем. Очевидно, что это обусловлено различной пространственной структурой распределений первой гармоники тока. В ходе переходного процесса вначале устанавливается распределение с одним максимумом и амплитуда сигнала резко возрастает. Однако затем на вход усилителя поступает сигнал большой мощности, возникает перегруппировка и устанавливается режим с двумя максимумами первой гармоники. Мощность в таком режиме резко падает. Здесь можно усмотреть аналогию с релятивистской лампой обратной волны, где начальный этап переходного процесса также характеризуется резким всплеском амплитуды поля, обусловленным конкуренцией различных собственных мод (см., например, [17,18]). Вообще следует отметить, что для распределенных волновых систем электронной природы типичным сценарием поведения по мере увеличения тока пучка являются многократные переходы меж-

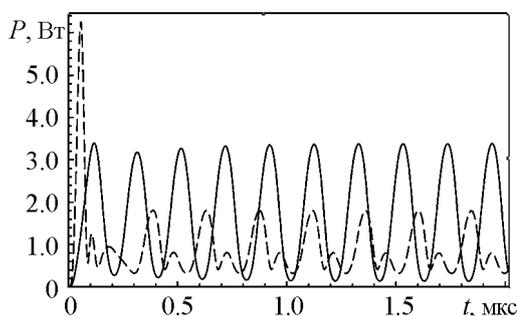


Рис. 7. Зависимости выходной мощности генерации от времени при  $I = 15.5$  мА (сплошная линия), 25 мА (штриховая линия)

ду различными режимами (одночастотными, многочастотными, хаотическими), обусловленные процессами конкуренции пространственно-временных структур, то есть электронных сгустков [17–20]. Наиболее наглядно об этих процессах можно судить, анализируя пространственно-временные распределения гармоник тока.

Таким образом, типичный для клистронных генераторов каскад бифуркаций удвоения периода при идентичных собственных частотах резонаторов не наблю-

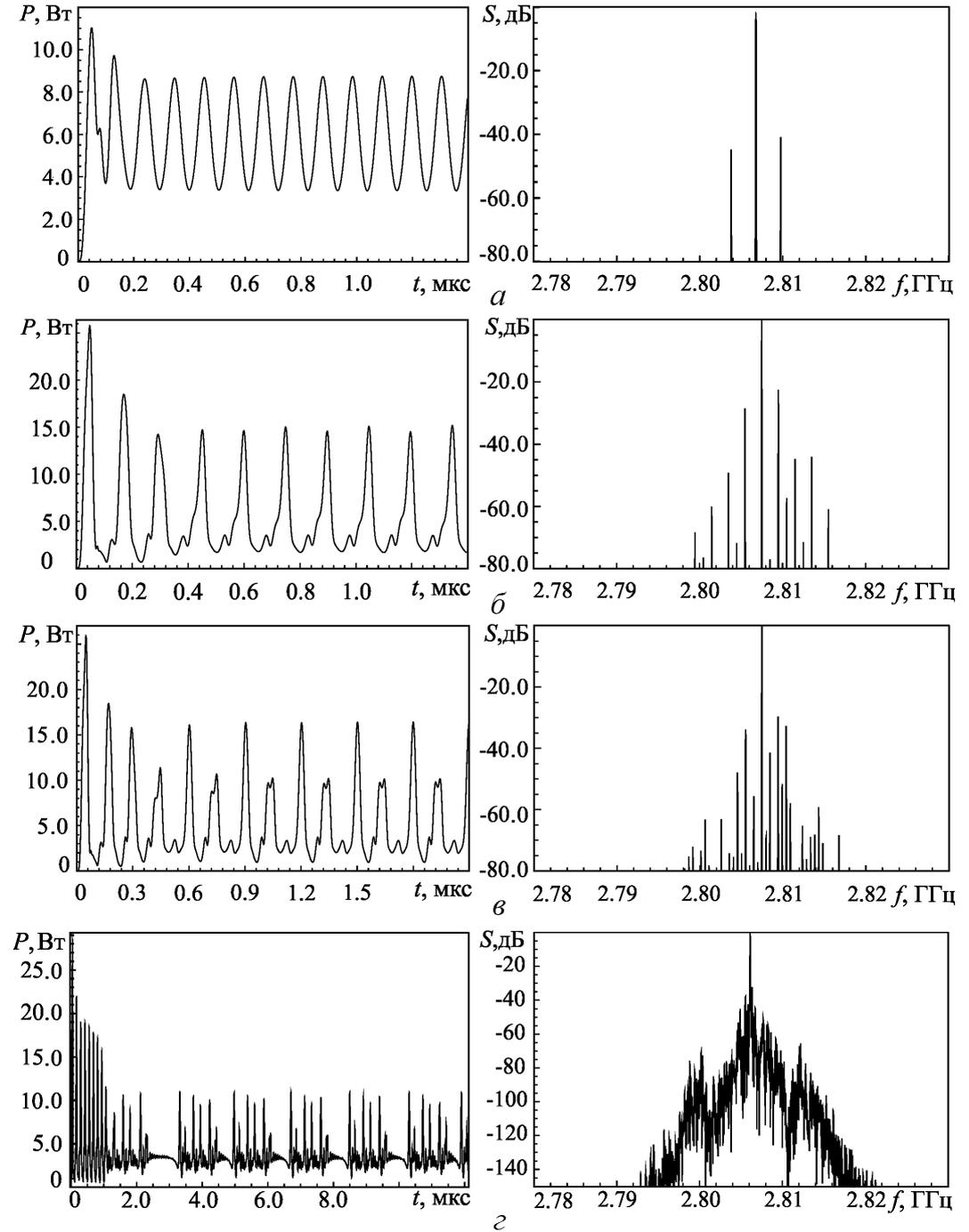


Рис. 8. Зависимости выходной мощности генератора от времени (слева) и спектры выходных сигналов (справа) при  $I$  (mA): 36.5 (а), 51.0 (б), 52.0 (в), 57.2 (г)

дается. Его появлению препятствует очень сильная перегруппировка, приводящая к появлению высших стационарных состояний с двумя, тремя и т.д. максимумами первой гармоники. Выходная мощность в этих режимах резко падает. Значительного увеличения мощности удастся добиться, вводя расстройку собственных частот промежуточных резонаторов, если при этом расстраивать второй резонатор в сторону меньших, а третий – в сторону больших частот. Далее рассмотрим случай расстройки  $f_2 = 2785$  МГц,  $f_3 = 2805$  МГц, что примерно соответствует параметрам генератора, который использовался в эксперименте [5–7]. На рис. 2, б приведены границы самовозбуждения и автомодуляции для этого случая. Картина примерно аналогична представленной на рис. 2, а для случая синхронной настройки, однако бифуркационные значения тока оказываются приблизительно в два раза выше, что, очевидно, объясняется уменьшением коэффициента усиления при введении расстройки. Однако, вместе с тем, насыщение сдвигается в область больших токов и, соответственно, выходная мощность существенно увеличивается. Это хорошо видно на рис. 4, б, где представлена зависимость мощности от тока электронного пучка. Максимальная выходная мощность составляет примерно 6.8 Вт, что в 3.5 раза больше, чем в случае синхронной настройки. С увеличением тока пучка возникает автомодуляция, а затем – каскад бифуркаций удвоения периода автомодуляции (область II на рис. 4, б). На рис. 8, а–в представлены зависимости выходной мощности генератора от времени и спектры выходных сигналов в автомодуляционных режимах, иллюстрирующие бифуркации удвоения периода. Как видно из рис. 4, б, средняя мощность постепенно уменьшается, однако гораздо медленнее, чем на рис. 4, а. Это можно объяснить тем, что расстройка частот препятствует перегруппировке электронов и, следовательно, образованию высших «горбов» первой гармоники тока.

Наконец, при  $I \approx 57.2$  мА происходит переход к хаосу. Хаотические режимы наблюдаются в достаточно узкой области токов (область VI на рис. 4, б), а при дальнейшем увеличении тока электронного пучка начинается образование вторичных электронных сгустков и происходит переход к стационарному режиму с двумя максимумами первой гармоники, который аналогичен режиму, представленному на рис. 5, б. При этом происходит резкое падение мощности генерации. На рис. 8, г показан пример зависимости выходной мощности от времени и спектр выходного сигнала в хаотическом режиме. Наибольшая ширина спектра, наблюдавшаяся при численном моделировании, составляет примерно 30 МГц, однако спектр является достаточно неоднородным с ярко выраженной компонентой на основной частоте. Все эти особенности достаточно хорошо согласуются с результатами эксперимента [6, 7].

### Заключение

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования нелинейной динамики генератора на основе четырехрезонаторного пролетного клистрона с ЗОС. Используется программа, основанная на методе «частиц в ячейке» и нестационарной теории возбуждения резонаторов для случая узкополосных сигналов. Исследованы основные свойства колебательных режимов, наблюдаемых по мере увеличения тока электронного пучка. В целом результаты моделирования находятся в

хорошем соответствии с результатами, полученными ранее для приближенных математических моделей клистронных генераторов в виде систем дифференциальных уравнений с запаздыванием [5,6,8,9]. Однако разработанная программа позволяет построить значительно более реалистичную картину поведения генератора и рассчитать многие важные с практической точки зрения характеристики прибора, такие как выходная мощность, КПД, время переходного процесса и т.д. В частности, моделирование показало, что при синхронной настройке собственных частот промежуточных резонаторов уже при достаточно малых токах наступает сильная перегруппировка электронного пучка. В результате переход к хаосу через каскад бифуркаций удвоения периода автомодуляции не развивается, а происходит переход к стационарным режимам, в которых распределение гармоник тока вдоль системы имеет два максимума и более. Мощность генерации в таких режимах резко падает.

Введение расстройки частот промежуточных резонаторов сдерживает механизм перегруппировки и позволяет отодвинуть насыщение в область больших токов. В результате зависимость выходной мощности от тока пучка носит более плавный характер, а максимальная мощность значительно возрастает по сравнению со случаем синхронной настройки. По мере увеличения тока пучка наблюдается последовательность бифуркаций удвоения периода и переход к хаосу.

Отметим, что помимо изучения особенностей нелинейной динамики разработанная программа может быть использована для решения прикладных задач оптимизации характеристик клистронных усилителей и генераторов. С ее помощью можно проводить моделирование и анализ таких процессов, как подавление паразитных колебаний, работа прибора в импульсном режиме, усиление сигналов со сложным спектральным составом. В частности, в последнее время значительный интерес привлекает задача об усилении и искажениях сложного телекоммуникационного сигнала [21].

Автор выражает глубокую благодарность и признательность своему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Н.М. Рыскину за полезные советы и продуктивное обсуждение полученных результатов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00541а).*

## **Библиографический список**

1. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1971.
2. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Т. 1. М.: Физматлит, 2003.
3. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
4. Шевчик В.Н. Основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1959.
5. Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Рыскин Н.М., Шигаев А.М. Теоретическое и экспериментальное исследование хаотических колебаний клистронного автогенератора с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 5. С. 604.

6. *Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Кижяева К.К., Клокотов Д.В., Рыскин Н.М., Шигаев А.М.* Сложная динамика многорезонаторных клистронных автогенераторов с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 10, № 5. С. 37.
7. *Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Клокотов Д.В., Рыскин Н.М.* Экспериментальное исследование сложной динамики в многорезонаторном клистронном автогенераторе с запаздывающей обратной связью // ЖТФ. 2003. Т. 73, № 7. С. 105.
8. *Shigaev A.M., Dmitriev B.S., Zharkov Y.D., N.M. Ryskin.* Chaotic dynamics of delayed feedback klystron oscillator and its control by external signal // IEEE Trans. Electron Devices. 2005. Vol. 52, № 5. P. 790.
9. *Рыскин Н.М., Шигаев А.М.* Сложная динамика двухрезонаторного клистрона-генератора с запаздывающей обратной связью // ЖТФ. 2006. Т. 76, № 1. С. 72.
10. *Титов В.Н., Волков Д.В., Яковлев А.В., Рыскин Н.М.* Отражательный клистрон как пример автоколебательной системы с запаздыванием // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18, № 6. С. 138.
11. *Бэдсел Ч., Ленгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1989.
12. *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц / Пер. с англ. М.: Мир, 1987.
13. *Ryskin N.M., Titov V.N., Yakovlev A.V.* Nonstationary nonlinear discrete model of a coupled-cavity traveling-wave-tube amplifier // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56, № 5. P. 928.
14. *Рыскин Н.М., Шигаев А.М.* Сложная динамика простой модели распределенной автоколебательной системы с запаздыванием // ЖТФ. 2002. Т. 72, № 7. С. 1.
15. *Рыскин Н.М.* Исследование нелинейной динамики ЛБВ-генератора с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 2. С. 129.
16. *Ryskin N.M., Titov V.N., Han S.T., So J.K., Jang K.H., Kang Y.B., Park G.S.* Nonstationary behavior in a delayed feedback traveling wave tube folded waveguide oscillator // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11, № 3. P. 1194.
17. *Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* Автоколебания в распределенной системе электронный поток – обратная (встречная) электромагнитная волна // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С. 9.
18. *Рыскин Н.М., Титов В.Н.* Исследование автомодуляционных режимов колебаний в релятивистской лампе обратной волны // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 6. С. 566.
19. *Дмитриева Т.В., Рыскин Н.М., Титов В.Н., Шигаев А.М.* Сложная динамика простых моделей распределенных электронно-волновых систем // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 6. С. 66.
20. *Рыскин Н.М., Титов В.Н.* О сценарии перехода к хаосу в однопараметрической модели лампы обратной волны // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1998. Т. 6, № 1. С. 75.
21. *Calame J.P., Levush B.* Impact of nonlinear memory effects on digital communications in a klystron // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56, № 5. P. 855.

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

*Поступила в редакцию 25.01.2012*

**NUMERICAL SIMULATION OF NONLINEAR DYNAMICS  
IN MULTIPLE CAVITY KLYSTRON OSCILLATOR WITH DELAYED  
FEEDBACK BY THE «PARTICLE-IN-CELL» METHOD**

*V.V. Emelyanov*

The 1.5 D code program of numerical simulation of nonlinear nonstationary processes in the klystron-type devices based on the nonstationary L.A. Vainshtein's theory of cavity excitation and the «particle-in-cell» method for modeling of the electron beam dynamics is developed. The results of numerical simulation of the basic oscillation modes of the four-cavity klystron oscillator with the external delayed feedback are presented. The results are qualitatively the same as were obtained previously for the simplified theoretical models of the oscillator in the form of time-delayed differential equations. These results allow also to determine the values of output parameters (power, efficiency, spectrum bandwidth, etc.) which are practically important.

*Keywords:* Multiple cavity drift klystron, delayed feedback, «particle-in-cell» method, self-excitation, self-modulation, chaos, period-doubling bifurcations.



*Емельянов Валерий Валерьевич* – родился в городе Пугачеве Саратовской области (1987). Окончил с отличием факультет нелинейных процессов СГУ (2009). Аспирант кафедры нелинейной физики СГУ. Научные интересы – численное моделирование нестационарных нелинейных процессов в приборах СВЧ-электроники, исследование нестационарных процессов в распределенных системах с запаздывающей обратной связью. Автор ряда публикаций по данной тематике.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского  
E-mail: emvaleriy@gmail.com