

01;10

Сложная динамика и явления динамического хаоса в потоке заряженных частиц, формируемом магнетронно-инжекторной пушкой (численный и физический эксперимент)

© Ю.А. Калинин, В.Н. Кожевников, А.Г. Лазерсон, Г.И. Александров, Е.Е. Железовский

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410026 Саратов, Россия

E-mail: trubnicov@sgu.ssu.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 4 марта 1998 г. В окончательной редакции 2 июля 1999 г.)

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования пространственно-временных колебаний тока в магнетронно-инжекторной пушке (МИП). Получены основные закономерности поведения системы, выявлена сложная динамика — наличие переходов от регулярных колебаний к хаотическим в результате изменения управляющих параметров. Заключение сделано на основе анализа траекторий движения крупных частиц (электронов), реализаций тока пушки и их спектров. В физическом эксперименте определялись спектрограммы плотности тока, мощности шумоподобных колебаний и т.д. Показано, что в большом количестве значений длин эмиттирующей и не эмиттирующей областей катода в выходном токе МИП наблюдаются интенсивные широкополосные колебания в СВЧ диапазоне.

Введение

Сложная динамика нелинейных колебательных систем, в особенности явления динамического хаоса в этих системах, на протяжении многих лет вызывает интерес исследователей как в связи с фундаментальными аспектами проблемы, так и в связи с многочисленными практическими приложениями. Несмотря на значительное число работ, посвященных численному и физическому моделированию хаотической динамики, исследования распределенных систем или систем с большим числом степеней свободы весьма немногочисленны. Это объясняется значительными трудностями адекватного моделирования распределенных и многомерных систем именно в тех режимах, где они демонстрируют сложную динамику. В настоящее время опубликовано много работ, посвященных исследованию хаотической динамики колебаний в электронных потоках без магнитного поля (*O*-тип), однако относительно мало работ, посвященных анализу аналогичных явлений в скрещенных электрическом и магнитном полях (*M*-тип). Еще в работах [1,2] было отмечено, что приборам *M*-типа свойствен высокий уровень собственных шумов, что делает их перспективными в плане практического использования.

Однако причина аномально высокого уровня шума в приборах *M*-типа оставалась долгое время непонятной. В работе [3] сделана попытка объяснить происхождение собственных шумов в диоде и пушке *M*-типа явлениями сложной динамики электронного потока в скрещенных полях. В данной работе рассматриваются явления сложной динамики электронного потока в магнетронно-инжекторной пушке (МИП), перспективной для разработки мощных источников шумов СВЧ диапазона [4].

Рассматриваемая модель и схема численного анализа

Схема реальной МИП представлена на рис. 1. Как видно, реальный прибор — сложная конструкция и, следовательно, описание процессов, происходящих в нем, — чрезвычайно сложная задача. Поэтому при математическом моделировании динамики электронного потока реальный прибор заменяется его моделью. В нашем случае рассматривается задача о плоском диоде, т.е. имеется система двух плоских электродов, размеры которых в поперечных направлениях велики по сравнению с расстоянием между ними (рис. 2). Основой для численного анализа выбрана одна из моделей крупных частиц (КЧ) (см., например, [5]), в которой учитываются силы, действующие на крупную частицу в направлении анод-катод (направление *Y*) и вдоль магнитного поля (вдоль оси *Z*). Пространственный заряд учитывается только в направлении *Y*. Основы модели были сформулированы

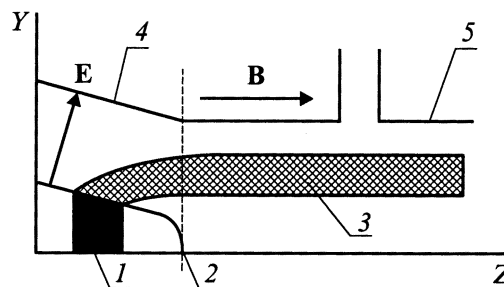


Рис. 1. Схема магнетронно-инжекторной пушки: 1 — катод (штриховой линией показана эмиттирующая область), 2 — область выбывания электронов из пушки, 3 — винтовой электронный пучок, 4 — управляющий электрод, 5 — анод.

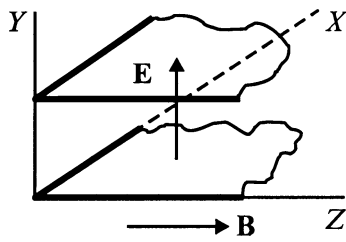


Рис. 2. Модель реального прибора — плоский диод.

в работе [5], а в применении к изучению динамического хаоса в подобных системах — в работе [3]. Исходя из геометрии задачи в пренебрежении краевыми эффектами рассматривается переменное электрическое поле, имеющее составляющую E_z , а в направлении Z действует тянущее электрическое поле, амплитуда которого зависит от координаты Y по линейному закону $E_z = Py$ и постоянна по координате Z . Магнитное поле имеет только одну компоненту $B_z = B_0$, не зависящую от координат. Электроны, вылетевшие с поверхности эмитирующего пояса, под действием скрещенных постоянных полей E_y и B_0 движутся в плоскости XY , а под действием "тянущего" электрического поля E_z — в направлении оси Z .

С учетом всех вышеперечисленных предположений, система уравнений, описывающая движение электронов в приборах M -типа [3], для магнетронно-инжекторной пушки дополняется уравнением, определяющим движение электронов вдоль оси Z ,

$$\ddot{z} = P \cdot y, \quad (1)$$

z, y — безразмерные координаты; P — параметр, равный отношению амплитуды продольного электростатического поля к поперечному.

При анализе сложной динамики движения электронов в МИП с помощью ЭВМ представляло интерес изучение поведения системы при изменении управляющих параметров, коими в данном случае являлись ток эмиссии, длина катода, длина дрейфа (под длиной дрейфа в данном случае понимается длина неэмитирующей области катода) и параметр $P = E_s/E_a$ (отношение продольной E_s и поперечной E_a составляющих электрических полей). Остальные параметры, такие как магнитная индукция, начальная скорость электронов, расстояние между анодом и катодом и пр., фиксировались. Следует отметить, что ток эмиссии, длины катода и дрейфа являются общими для моделей МИП, магнитного диода и пушки M -типа.

Результатом проведенного численного эксперимента являются рисунки электронных траекторий, временные реализации тока пушки и наведенного тока, спектральные характеристики (рис. 3–6).

Результаты численного эксперимента

В результате проведенного численного анализа было обнаружено, что в данной системе возникает интенсивное хаотическое движение электронов типа турбулентности, сопровождаемое хаотическими шумоподобными колебаниями тока пушки. Характеристики этих шумоподобных колебаний сильно зависят от параметров I_0 (максимальный ток эмиссии), L_k (длина катода), L_{dr} (длина дрейфа), P (см. выше).

Сценарий перехода к хаосу во многом похож на аналогичные сценарии в магнитном диоде и пушке M -типа [3] и кардинально отличается от сценариев перехода к хаосу в системах малой размерности.

При малом токе эмиссии хаотизация движения электронов и колебаний выходного тока МИП происходит с ростом длины катода либо с уменьшением параметра $P = E_s/E_a$. На рис. 3 представлены зависимости безразмерной спектральной плотности интенсивности шума от безразмерной частоты (нормированной на циклотронную частоту) при увеличении длины катода, а на рис. 4 — траектории электронов и спектральные плотности интенсивности шума (СПИШ) при увеличении параметра P .

Первоначально возникающие в потоке периодические колебания трансформируются в квазипериодические, а затем в хаотические, спектр которых сосредоточен в НЧ области (рис. 3). Механизм возникновения и развития колебаний данного типа связан в основном с колебаниями границы пучка вследствие модуляции времени выхода на нее различных групп электронов. Граница пучка образована при этом группами, т.е. достаточно большим числом одновременно попадающих в данную область пространства электронов. На рис. 5 видно, как начинаются хаотические колебания границы пучка (a, b), как они разрастаются (c) и в результате движение турбулизуется во всем межэлектродном промежутке (d).

При увеличении тока эмиссии ($\omega_p/\omega_c > 0.5$, где ω_p — плазменная частота, ω_c — циклотронная частота) в токе МИП возникают колебания, связанные с развитием турбулентности в электронном потоке (рис. 5, d). Электронные траектории, начиная с некоторого момента, под действием сил накопленного пространственного заряда начинают совершать некоторый общий "дрейф" в продольном направлении. Характер электронных траекторий с данного момента времени совершенно меняется, и часть электронного потока (этой критической длины) напоминает жидкость с турбулентностью: существует некоторое "дрейфовое" движение "струи"), на которое накладывается неупорядоченное движение каждой отдельной "струи", а также всех других "струй". Спектр таких колебаний достаточно широк и сосредоточен в НЧ области (рис. 3, d). При еще большем токе эмиссии хаотизация в потоке возникает при меньших значениях длины дрейфа и приводит к мощному широкополосному спектру выходного тока (рис. 6, a).

Эти сценарии перехода к хаосу несколько напоминают сценарий перехода к хаосу Ландау (для турбулентности),

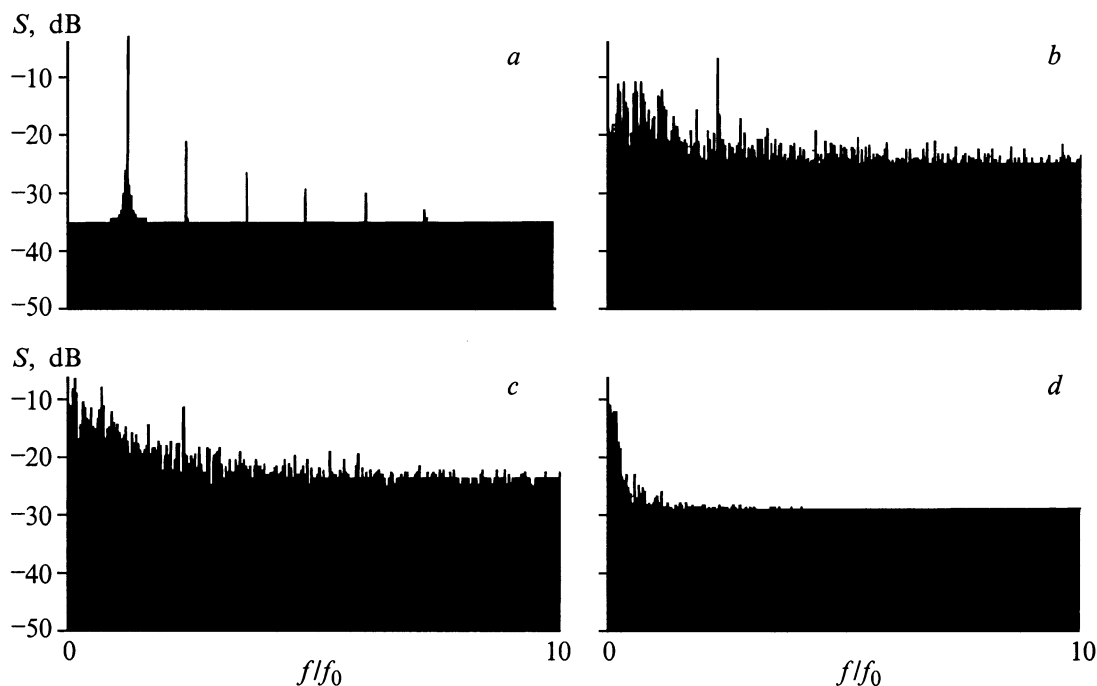


Рис. 3. Трансформация спектра выходного тока МИП с малым током эмиссии ($\omega_p/\omega_c = 0.16$) при изменении длины катода $L_k = 1$ (a), 2 (b), 5 (c), 10 mm (d).

однако имеются и некоторые отличия. При определенном значении параметра в системе имеется стационарный ток. Затем при изменении параметра возникают иногда одночастотные, а чаще сразу квазипериодические колебания. Потом число составляющих в спектре растет, спектр начинает зашумляться. Далее, при продвижении по параметру происходит разрежение спектра, затем опять зашумление, и так несколько раз. При дальнейшем изменении параметра окончательно осуществляется переход в режим сильной турбулентности. Также было обнаружено, что при некоторых промежуточных параметрах колебания тока МИП могут вообще пропадать. Это происходит в достаточно узких областях значений параметров. Ток пушки становится стационарным. Затем снова устанавливаются квазипериодические колебания, которые впоследствии трансформируются в турбулентные, а затем вновь срываются. Подобные "срывы" могут повторяться несколько раз (наблюдали для фиксированных параметров три "срыва") (рис. 6).

Анализ величин спектральной плотности интенсивности колебаний тока в магнетронно-инжекторной пушке показал, что в режимах развитого хаоса они на 6–7 порядков выше, чем соответствующие величины, обусловленные дробовым эффектом в электронных пушках (рис. 7).

Также был проведен анализ устойчивости решения в различных интервалах значений управляющих параметров. В частности, было исследовано значение относительной ширины спектра от шага решения (числа долей π), а также от количества слоев, через которые

выводится следующий слой (рис. 8,9). В результате можно сделать следующие выводы. Решение наиболее устойчиво, когда слои вылетают на каждом шаге или максимум на каждом пятом–шестом шаге и когда шаг решения (число долей π) лежит в интервале от 15 до 30 (оптимальное значение — 25). Следует отметить, что выбор такого достаточно крупного значения шага решения диктуется вычислительными трудностями.

Результаты экспериментальных исследований

Объектом исследования являлся макет МИП (рис. 10), в котором использовался катод конической формы с эмиттирующим металлопористым термопопоском шириной 1.5 mm, управляющие электроды и анод. Ширина зазора анод–коллектор составляла 3 mm. Угол наклона поверхности катода к оси составлял 15° .

Для анализа колебательных явлений в пучках МИП использовался анализатор, представляющий собой отрезок спиральной замедляющей системы, закрепленный в экране с помощью керамических стержней и согласованный с выводом энергии (с помощью отрезка замедляющей системы измеряется спектральная плотность мощности шума (СПМШ)). За анализатором располагался коллектор электронов (высокочастотный зонд), который через согласующие элементы соединялся с выводом энергии. Коллектор представляет собой отрезок коаксиальной линии, позволяющей измерять спектральную плотность

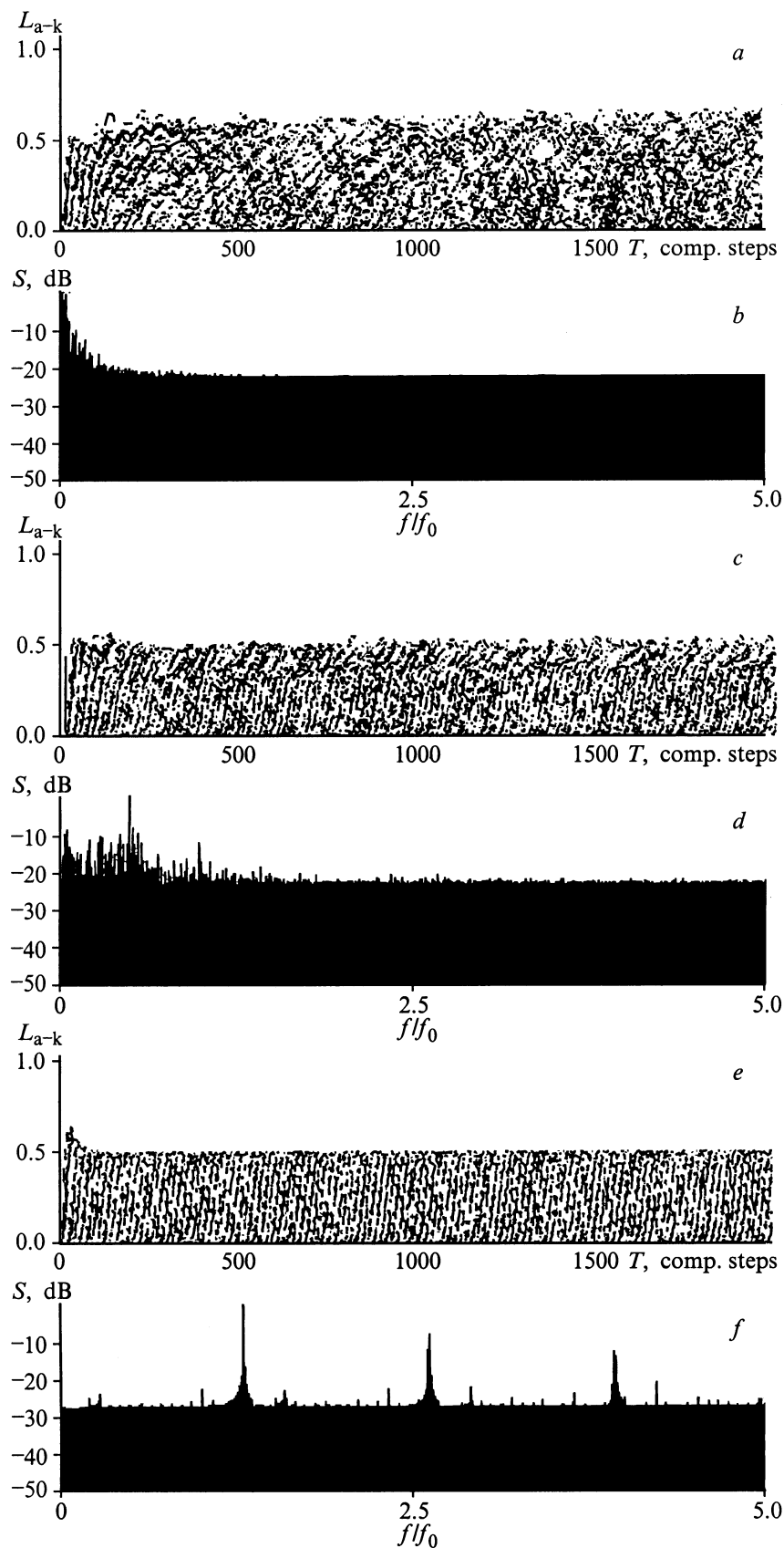


Рис. 4. Трансформация траекторий электронов и вида спектров при изменении параметра P : a, b — 0.01; c, d — 0.25; e, f — 2.0 (L_{a-k} — расстояние анод-катод).

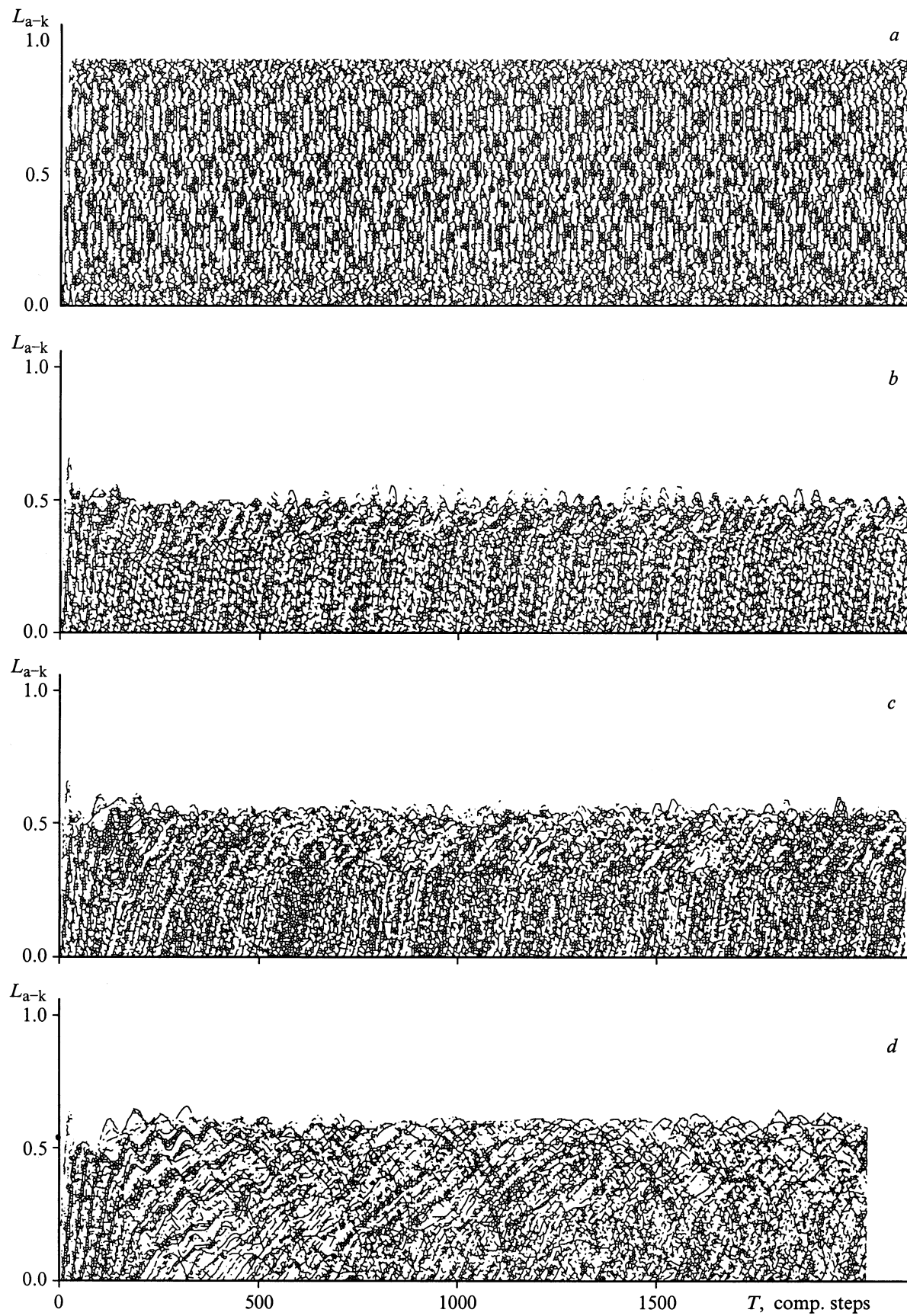


Рис. 5. Трансформация электронных траекторий МИП при изменении длины катода.

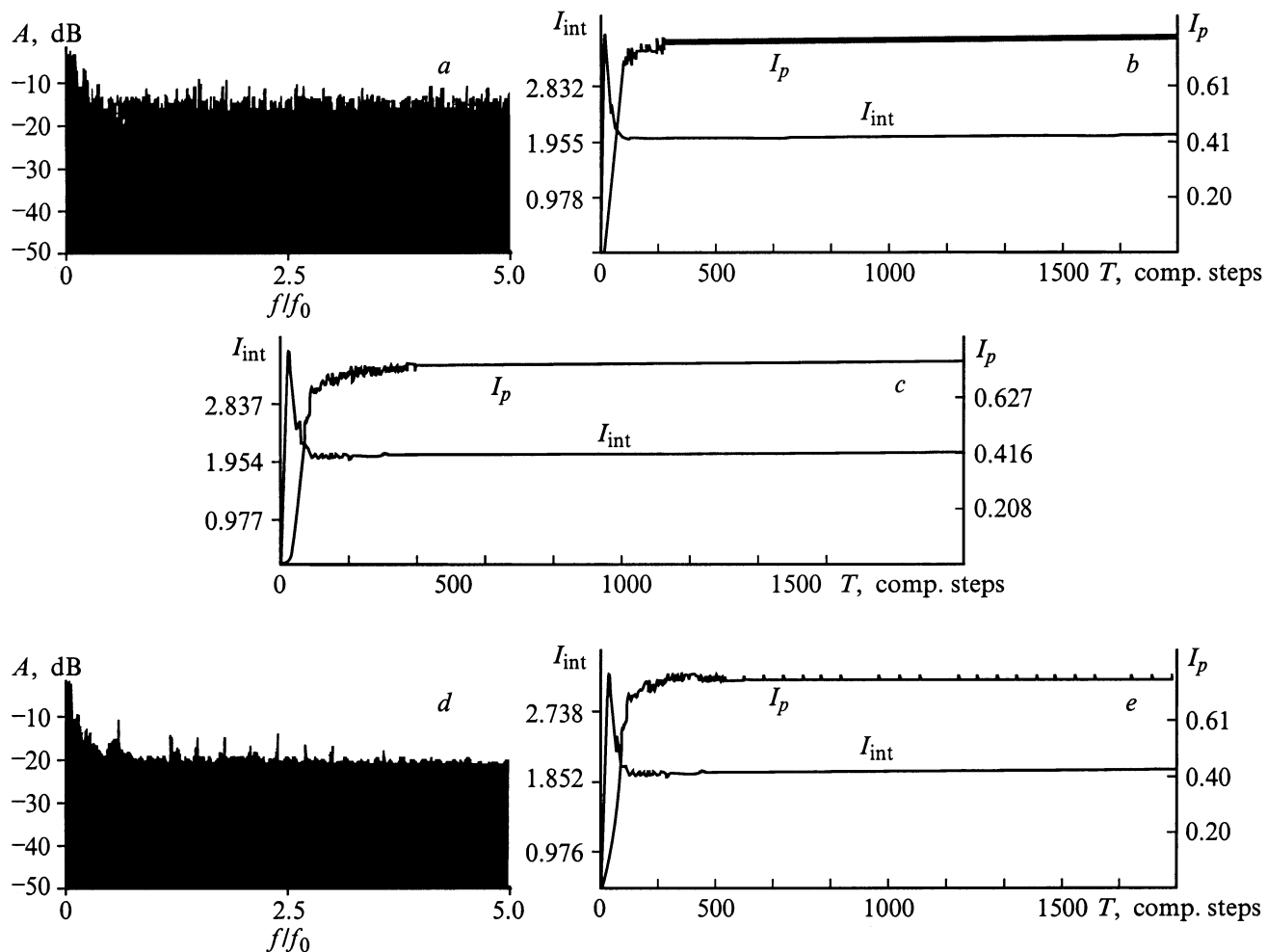


Рис. 6. Спектры (*a, d*) и реализации тока пушки (I_p) и наведенного тока (I_{int}) (*b, c, d*) при увеличении тока эмиссии I_0 : *a, b* — 1.442; *c* — 1.443–1.449; *d, e* — 1.450 А.

интенсивности шума (СПИШ). Исследования проводились на разборной вакуумной установке при непрерывной откатке [6]. Магнитное поле в исследуемом макете создавалось постоянными магнитами; максимальная величина напряженности магнитного поля составляла 2000 Ое.

В установке была предусмотрена возможность продольного и поперечного перемещения магнитной фокусирующей системы. Измерения проводились в импульсном режиме (анодная модуляция). На другие электроды МИП напряжения подавались от источников постоянного напряжения. Сигналы с анализаторов (спираль, ВЧ зонд) измерялись с помощью анализатора спектра типа С4-60 (диапазон от 200 МГц до 19 GHz) и высокочастотного анализатора С1-74. Для анализатора использовались также высокочастотные (полоса частот 2–4 МГц) фильтры с полосами перестройки 1–2 и 2–4 GHz с записью детектируемого выходного сигнала с помощью ЭПП-09.

На рис. 11 представлены типичные спектры генерации стохастических колебаний в пучке в диапазоне

от 200 МГц до 6 GHz при различных режимах работы МИП. Наиболее интенсивные колебания наблюдаются в низкочастотной части СВЧ диапазона (400–500 МГц). При увеличении ускоряющего напряжения и тока пуч-

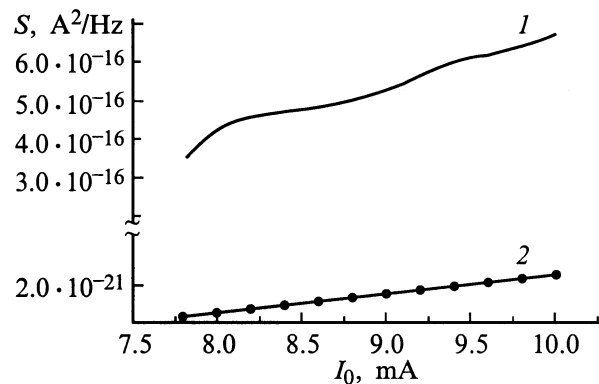


Рис. 7. Зависимость спектральной плотности интенсивности шума S от тока эмиссии I_0 : *1* — теоретическая кривая, *2* — дробовой шум.

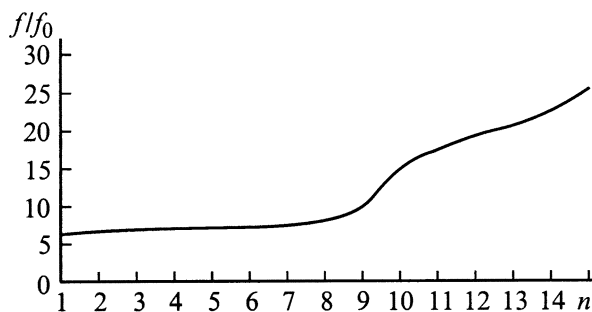


Рис. 8. Зависимость относительной ширины спектра (f/f_0) от числа слоев, через которые выводится следующий слой (n).

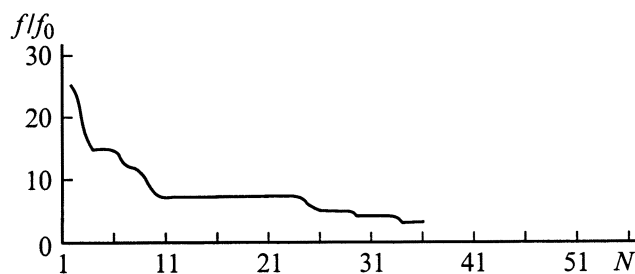


Рис. 9. Зависимость относительной ширины спектра (f/f_0) от шага решения (числа N долей π).

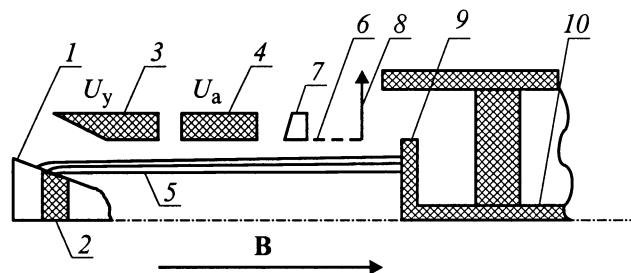


Рис. 10. Магнетронно-инжекторная пушка гиротронного типа: 1 — катод, 2 — эмиттирующий пояс, 3 — управляющий электрод, 4 — анод, 5 — электронный пучок, 6 — отрезок замедляющей системы, 7 — поглощающая вставка, 8 — вывод энергии, 9 — высокочастотный зонд (коллектор), 10 — центральный проводник ВЧ зонда.

ка возрастает амплитуда колебаний на более высоких частотах.

Спектрограммы хаотических колебаний, полученные для различных величин тока пучка, регулируемых напряжением накала катода, приведены на рис. 12. Видно, что изменением величины напряжения накала можно в широких пределах регулировать амплитуду колебаний, а также изменять "качество" генерируемого спектра.

Таким образом, в интенсивных электронных пучках систем с МИП возникают хаотические колебания, механизм возникновения которых связан с наличием виртуальных катодов, а их параметры могут изменяться (регулироваться) путем изменения напряжения на электродах, амплитуды и распределения магнитного поля, а также величины и "качества" (одночастотный, многочастотный, шумоподобный) внешнего сигнала, поступающего как от внешнего источника СВЧ колебаний, так и по цепи обратной связи с выхода отрезка спиральной системы.

Обсуждение результатов исследования

На рис. 13 приведены зависимости спектральной плотности интенсивности шума от величины накала катода U_h ($U_h = U_{h0}$ — напряжение накала, соответствующее режиму ограничения тока пространственным зарядом), для двух частотных диапазонов $f = 5$ и 10 GHz. Здесь же приведена зависимость $S(U_h/U_{h0})$ для дробового шума. Видно, что колебания, наблюдаемые в пучке на выходе из анода пушки, существенно выше по интенсивности (на 6–7 порядков) колебаний, соответствующих дробовому шуму катода, и практически не уменьшаются, а даже несколько увеличиваются при увеличении напряжения накала выше U_{h0} .

Изменение в натурном эксперименте напряжения накала U_h и ускоряющего напряжения U_0 соответствует изменению величины тока эмиссии I_0 и параметра $P = E_s/E_a$ в численном эксперименте. Таким образом, можно отметить качественное совпадение видов спектров при изменении аналогичных параметров, а также превышение значений спектральной плотности мощности шума колебаний тока пушки в теории и эксперименте дробового шума, рассчитанного по формуле Шоттки, на 6–8 порядков.

Проведенные экспериментальные исследования зависимости параметров спектра хаотических колебаний плотности тока от электрических и магнитных параметров систем с МИП позволили выявить механизм возникновения и поддержания колебания в пучках таких систем, а также объяснить более высокий уровень шума в эксперименте по сравнению с теорией. Первый фактор — это образование виртуального катода вблизи катодного электрода, и этот эффект (образование минимума потенциала) увеличивается при увеличении ширины эмиттирующего пояса катода. Второй фактор — это образование "магнитной пробки" (ловушки) в области нарастающего магнитного поля. Наличие значительной радиальной составляющей магнитного поля в этой области является причиной образования второго виртуального катода в системах с МИП. Уменьшение дрейфовой скорости электронов и значительный разброс скоростей в пучке, а также колебания во времени параметров виртуальных катодов являются источником хаотических колебаний в интенсивных пучках МИП.

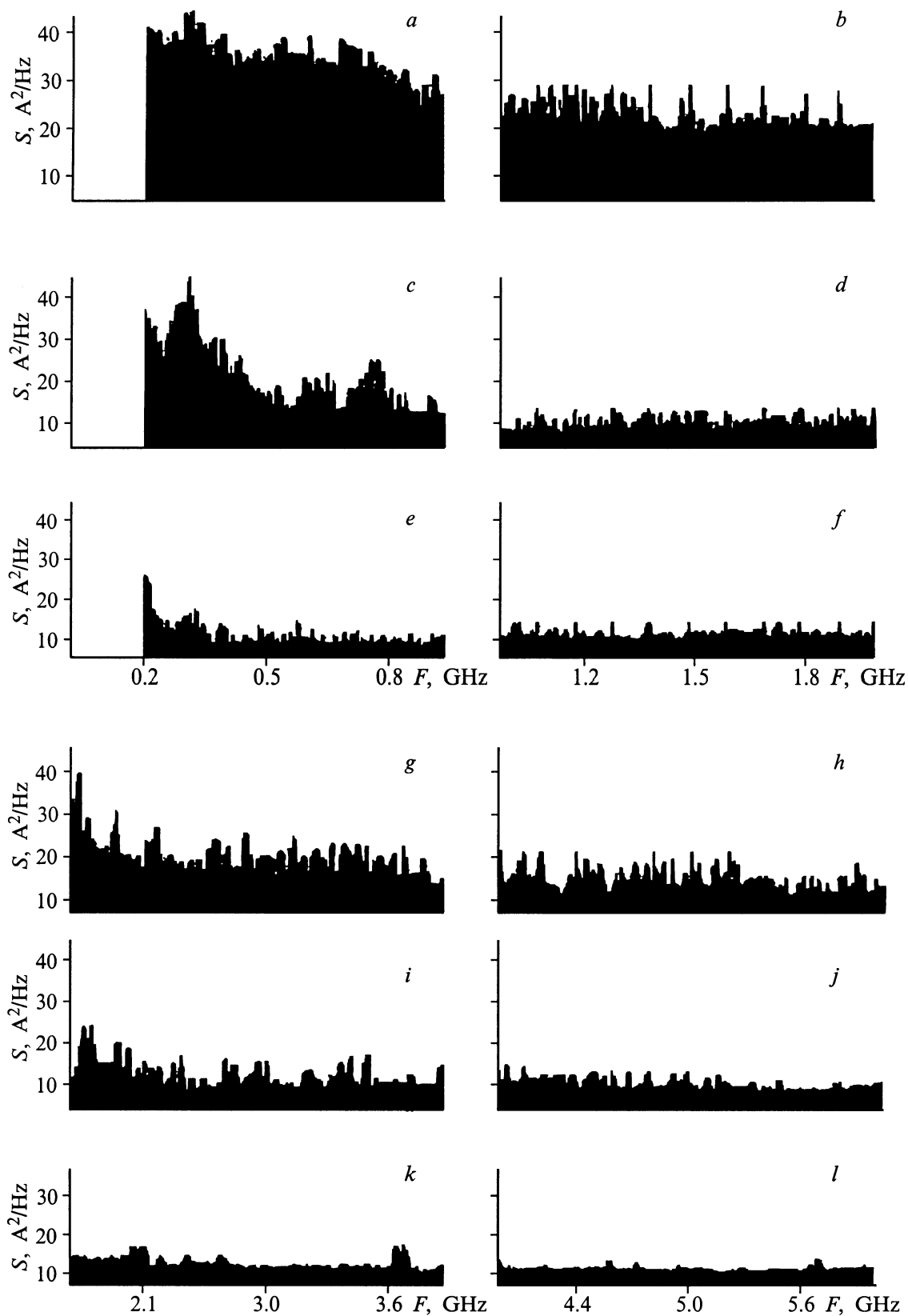


Рис. 11. Спектры колебаний электронного пучка, формируемого пушкой при различных режимах ее работы: *a, b, g, h* — $U/U_0 = 1.0$, $I/I_0 = 1.0$; *c, d, i, j* — $U/U_0 = 0.57$, $I/I_0 = 0.43$; *e, f, k, l* — $U/U_0 = 0.33$, $I/I_0 = 0.11$; *a-f* — $0.2 < F < 2.0$ GHz; *g-l* — $2.0 < F < 6.0$ GHz.

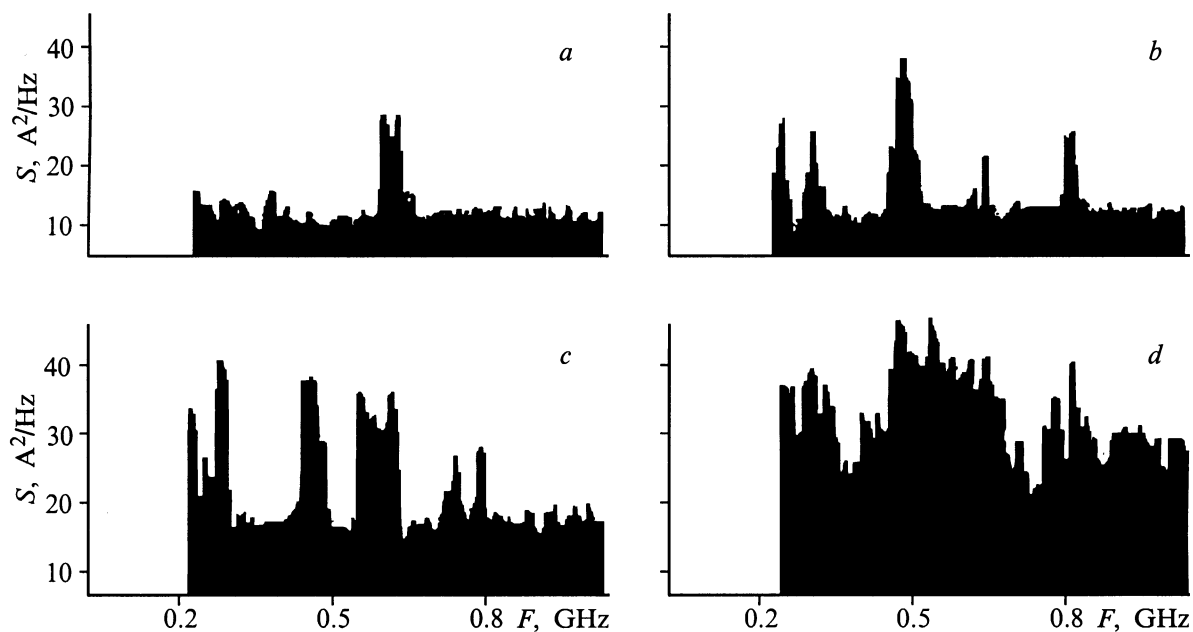


Рис. 12. Спектры колебаний тока пучка зависимости от напряжения накала: $U/U_n = 0.39$ (a), 0.47 (b), 0.72 (c), 1.0 (d); $I/I_0 = 0.11$ (a), 0.35 (b), 0.71 (c), 1.0 (d).

Выводы

Проведенные исследования реального прибора и его математической модели показали, что в магнетронно-инжекторной пушке могут возникать хаотические колебания с большей спектральной плотностью интенсивности шума, чем у дробового шума. Результаты теории и эксперимента дали хорошее качественное совпадение, следовательно, такую модель можно использовать для адекватного описания процессов, происходящих в реальном приборе. Однако неточное количественное совпадение результатов исследований (в частности, более

высокий уровень шума в натурном эксперименте) можно объяснить рядом сделанных в численной модели допущений (заменой реальной пушки плоским диодом, пренебрежением движения электронов по циклоиде и т.д.).

Также можно заключить, что наблюдавшийся ранее (например, в работе [3]) аномально высокий уровень шума обусловлен динамической природой и, по-видимому, подобные МИП можно использовать для создания мощных генераторов широкополосных сигналов.

Список литературы

- [1] Банеман Г. // Электронные СВЧ приборы со скрещенными полями. 1961. Т. 1. С. 179–203.
- [2] Ушерович Б.Л. // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. 1969. Вып. 7. 49 с.
- [3] Железовский Е.Е., Лазерсон А.Г., Ушерович Б.Л. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 18. С. 12.
- [4] Железовский Е.Е. Источники СВЧ шумов. А.С. № 788993. М. Кл³Н01J 25/00. 1980.
- [5] Лагранский Л.М., Ушерович Б.Л. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. I. Электроника. 1964. Вып. 1. С. 3–22.
- [6] Калинин Ю.А., Ессин А.Д. Методы и средства физического эксперимента в вакуумной СВЧ электронике. Саратов, 1991. Ч. 1. 212 с.

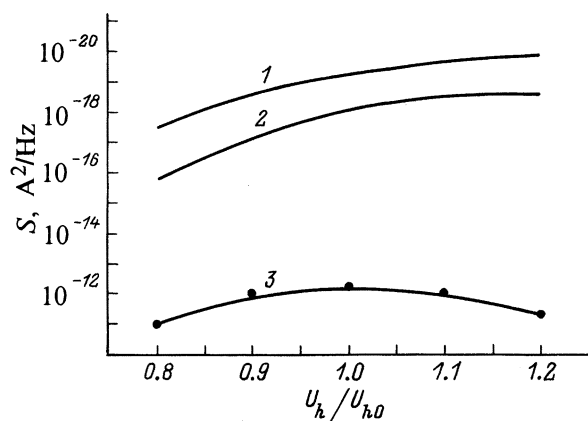


Рис. 13. Зависимость спектральной плотности интенсивности шума S в пучке на выходе из анода от напряжения накала катода: 1, 2 — частотный диапазон 5 и 10 GHz соответственно; 3 — дробовой шум.