

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕХОДА К ХАОСУ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК – ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА

Ю.В.Анисимова, А.С.Дмитриев, Н.Н.Залогин,
В.И.Калинин, В.Я.Кислов, А.И.Панас

В многомодовой системе электронный пучок – электромагнитная волна обнаружен механизм перехода к хаосу, в котором присутствуют черты картины Ландау перехода к турбулентности и механизма бифуркаций удвоения Фейгенбаума, характерного для маломодовых систем.

В последнее время интенсивно изучается вопрос о возможности описания хаоса в многомодовых системах с помощью маломодовых моделей, демонстрирующих хаотическое поведение¹⁻⁴.

В данной работе исследовался механизм перехода к многомодовому хаосу в системе, представляющей собой отрезок электродинамической линии передачи, пронизываемый электронным пучком.

Для реализации положительной обратной связи, наличие которой является необходимым условием генерации колебаний в системе, часть энергии волны подавалась с выхода линии на ее вход.

Доля энергии волны, подаваемая на вход, характеризуется параметром $\gamma = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}}$, где

$P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ – входная и выходная мощности соответственно. При определенных соотношениях между током пучка J , ускоряющим напряжением U и γ в системе наблюдаются автостохастические колебания⁵. Особенностью системы является возможность изменения полосы прозрачности Δf , что позволяет исследовать режимы с различным числом возбуждаемых собственных мод: от одной до нескольких десятков. Расстояние между собственными модами $\Omega \sim 1/\tau$, где τ – время распространения волны вдоль отрезка линии. Число собственных мод, на которых возможно возбуждение колебаний $\beta \sim \Delta f \tau$.

Переход к хаосу с увеличением γ и фиксированных значениях тока пучка и ускоряющего напряжения исследовался для β от 3 до 15. Точность определения γ составляла 0,05 дБ. При этих условиях характерным оказался механизм перехода к хаосу, эволюция спектра которого при $\beta \sim 10$ представлена на рис. 2.

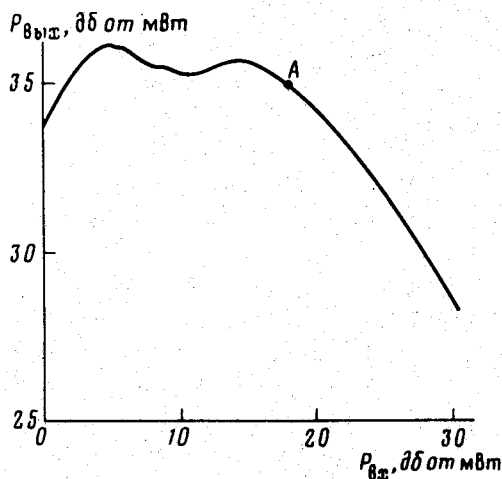


Рис. 1. Усиление сигнала на частоте первой возбуждающейся моды в разомкнутой системе

Генерация возникает при $\gamma \sim -32$ дБ на одной из частот, несмотря на то, что условия баланса фаз выполняются для всех частот, попадающих в полосу прозрачности. Режим моногенерации существует при увеличении γ вплоть до $-17,1$ дБ. Начиная с этого значения воз-

буждаются другие моды и в спектре появляются составляющие, характерное расстояние между которыми $\sim \Omega$ (рис. 2, б, в). Значению $\gamma = -17,1$ дБ соответствует на рис. 1 точка А на падающем участке характеристики. На этом участке эффективность усиления сигнала на частоте первой возбужденной моды падает с ростом входной мощности, что приводит к перекачке энергии в другие, ранее подавленные моды. Анализ огибающей сигнала показывает что возбужденные моды некоррелированы. С увеличением γ процесс непрерывно развивается пока γ не достигает величины $-15,6$ дБ. До этого момента процесс перехода к хаосу в целом согласуется с картиной перехода к турбулентности Ландау ⁶, согласно которой при монотонном изменении некоторого параметра сначала появляется периодическое движение, потом наступает момент, когда оно становится неустойчивым и возникает еще одно колебательное движение с частотой отличной от первого. При дальнейшем изменении параметра количество возбуждаемых мод растет.

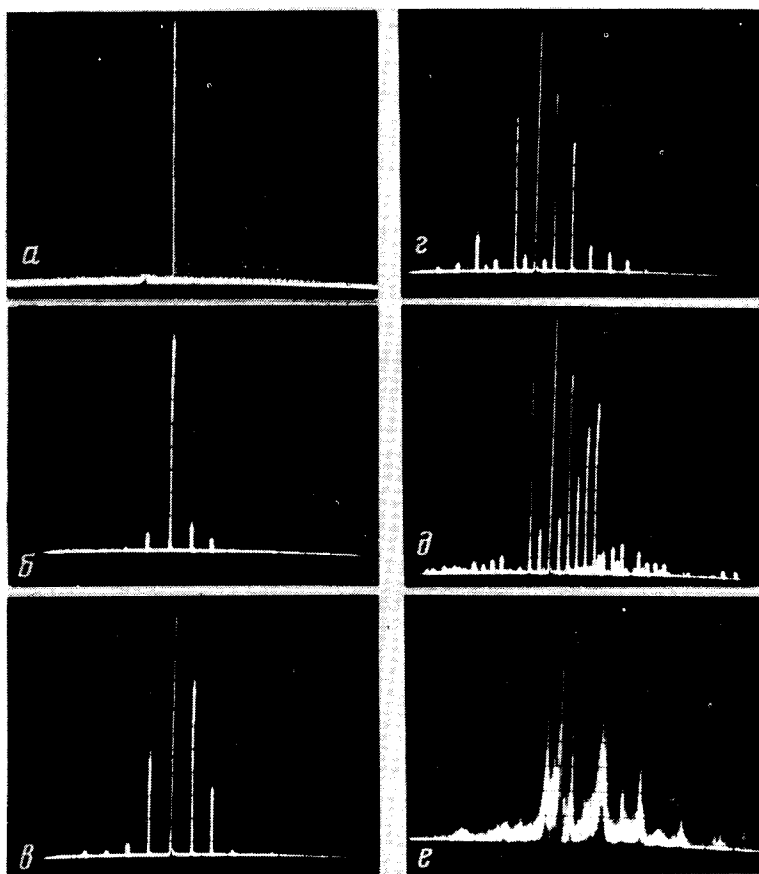


Рис. 2. Эволюция спектра сигнала

При $\gamma = -15,6$ дБ нелинейное взаимодействие некоррелированных до этого мод с эквидистантными частотами приводит к синхронизации и возникновению в системе единого периодического процесса с периодом τ (рис. 3, а). Процесс сохраняет устойчивость до $\gamma = -13,1$ дБ, после чего период огибающей процесса удваивается (рис. 3, б), а в спектре появляются компоненты с частотами $f_i \pm \Omega/2$ (рис. 1, з), где f_i — частоты собственных мод. Далее при $\gamma = -12,2$ дБ происходит новое удвоение периода огибающей (рис. 3, в) и в спектре появляются составляющие с частотами $f_i \pm \Omega/4$. Этот этап развития спектра состоит из двух бифуркаций удвоения периода огибающей процесса и сходен с началом последовательности бифуркаций удвоения Фейгенбаума ⁷.

Генерация сигнала со сплошным спектром возникает в системе при $\gamma = -11,2$ дБ. Детальный анализ эволюции спектра в интервале $-12,1 < \gamma < -11,2$ дБ, проведенный с использованием спектроанализатора с динамическим диапазоном 60 дБ и разрешением по частоте $\sim 5 \cdot 10^{-3} \Omega$, не выявил следующих за второй бифуркацией удвоения. При этом превышение сигнала над уровнем собственных шумов спектроанализатора на частотах $f_i \pm \Omega/2$ и $f_i \pm \Omega/4$ составляло, соответственно, ~ 45 и ~ 25 дБ. Процесс перехода к сплошному спектру начинался с зашумления составляющих $f_i \pm \Omega/2$ и $f_i \pm \Omega/4$, затем собственных колебаний, после чего шумовой фон размывался по всему спектру. При дальнейшем увеличении изрезанность спектра несколько уменьшалась, причем его максимумы оставались расположенными в области собственных частот (рис. 2, e).

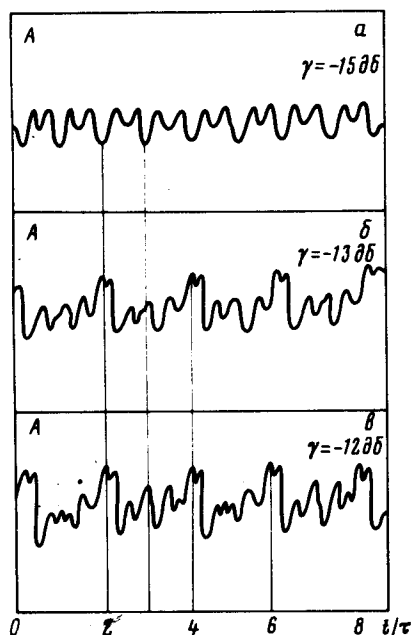


Рис. 3. Эволюция огибающей сигнала

В заключение отметим, что статистика сигнала в режимах с достаточно развитым сплошным спектром была близка к гауссовой.

Литература

1. Lorenz E. J. Atmos Sci., 1963, 20, 130.
2. Монин А.С. УФН, 1978, 125, 97.
3. Рабинович М.И. УФН, 1978, 125, 123.
4. Заславский Г.М. Рачко Х.-Р.Я. ЖЭТФ, 1979, 76, 2052.
5. Кислов В.Я., Залогин Н.Н. Мясин Е.А. Радиотехника и электроника, 1979, 24, 1118.
6. Ландау Л.Д. Собрание трудов, I, М.: Наука, 1969.
7. Feigenbaum M. J. Stat. Phys. 1979, 21, 669.