



АВТОКОЛЕБАНИЯ В РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ПРИСУТСТВИИ ФЛУКТУАЦИЙ

Н.Б. Фролова, А.П. Четвериков

Проведено численное моделирование периодических и хаотических автоколебаний в распределенной динамической системе взаимодействующих встречных линейной и нелинейной волн в присутствии аддитивных шумов в нелинейной волне. Исследованная распределенная автоколебательная система является простейшей моделью электронных ламп обратной волны с неинерционными механизмами фазировки. Показано, что для таких систем характерно возбуждение большого количества пространственных мод. Обнаружено, что хаотические автоколебания вблизи порога их возникновения имеют очень неравномерный спектр. Если в этом случае в систему подается внешний шум, то он «накладывается» на генерируемые автоколебания. В режиме возникающих при больших значениях тока пучка хаотических колебаний внешний шум может как увеличивать степень хаотизации, так и упорядочивать форму генерируемого сигнала, проявляя свойства, характерные для эффектов стохастического резонанса.

Известные в электронике сверхвысоких частот лампы обратной волны (ЛОВ) основаны на взаимодействии электромагнитной волны и волн в электронном потоке с противоположенными потоками мощности (см., например, [1] и библиографический список в [1]). С физической точки зрения различные типы ЛОВ отличаются механизмами фазировки электронов в потоке, которые определяют условия оптимального взаимодействия волн и механизмы нелинейного ограничения энергообмена между ними. Насыщение энергообмена во всех известных ЛОВ за исключением ЛОВ М-типа связано с изменением скорости или частоты осцилляций неизохронных электронов при потере или увеличении энергии. Вследствие распределенности взаимодействия волн и запаздывающего (инерционного) характера обратной связи в ЛОВ при увеличении тока пучка происходит изменение формы генерируемых колебаний от одночастотных до хаотических. Последние привлекают особое внимание в связи с возможным применением ЛОВ в качестве источника шумовых колебаний. В частности, интерес представляют, как и для других динамических систем, исследования условий возбуждения хаотических колебаний, их характеристик и методов управления ими [2].

Теоретические модели ЛОВ описываются системами уравнений в частных производных и отличаются друг от друга уравнениями, определяющими нелинейные свойства волны в электронном потоке. В представляющих

наибольший практический интерес ЛОВ О-типа и giro-ЛОВ с инерционным механизмом фазировки электронов нелинейная функция, описывающая свойства волны в потоке электронов, рассчитывается довольно сложно с применением метода крупных частиц. В системах, где траектории электронов можно в определенном приближении считать идентичными, нелинейные свойства электронной волны моделируются более просто. В частности, наиболее простой моделью ЛОВ представляется модель с кубичной фазовой нелинейностью [3], в которой фаза электронной волны как функция энергии волны задается первым членом разложения ее в ряд по величине энергии. Эта модель используется в настоящей работе для анализа не рассматривавшейся ранее, насколько нам известно, проблемы влияния внешнего шума на динамику систем типа ЛОВ. Влияние шума в ЛОВ с инерционными механизмами фазировки электронов будет рассмотрено отдельно.

Проведение исследований стимулируется, в основном, двумя обстоятельствами.

Во-первых, все реальные системы подвержены влиянию шумов, не связанных с динамикой системы. Поэтому часто многие обнаруживаемые в теоретических исследованиях без учета влияния шума мелкие детали поведения системы попросту не реализуются, будучи «размазанными» внешними шумами [2]. Для рассматриваемой системы этот вопрос особенно актуален, так как для нее характерно возбуждение большого количества (~10 и более) пространственных мод с относительно небольшими амплитудами, что определяет очень сложную структуру аттрактора системы даже в режиме периодических колебаний [3]. С этой проблемой тесно связан вопрос о том, насколько мелким должен быть шаг дискретной схемы при численном моделировании динамики системы. Схема сама может генерировать неконтролируемые численные шумы, если шаг дискретизации недостаточно мал для правильного описания возникающих в системе мелкомасштабных пространственных структур. Однако использование схем с очень мелким шагом для исследования распределенных автоколебательных систем (РАС) оказывается неэффективным из-за большого объема вычислений. Поэтому актуальным становится вопрос о допустимом уровне шума, не влияющем принципиально на результаты моделирования. Кроме того, внешними шумами малой амплитуды в определенной мере можно моделировать не учитываемые в модели многочисленные факторы, присущие реальным системам.

Во-вторых, представляется важным вопрос, всегда ли внешний шум приводит к увеличению степени беспорядка в хаотических колебаниях или возможен и противоположный эффект, как во многих системах, демонстрирующих поведение, характерное для режимов, подобных тому или иному виду стохастического резонанса. Как показано ниже, в исследуемой модели возможны различные проявления влияния внешнего шума.

Математическая модель. Процедуры обработки результатов численного моделирования

Будем рассматривать модель ЛОВ, которая в линейном приближении в отсутствие шума соответствует взаимодействию двух бездисперсных встречных волн и описывается системой уравнений [1,4]

$$\partial F / \partial \tau - \partial F / \partial \xi = -A I, \quad (1)$$

$$\partial I / \partial \tau + \partial I / \partial \xi = -A F, \quad (2)$$

демонстрирующих наличие абсолютной неустойчивости. Такая система моделирует линейный режим работы всех ЛОВ с неинерционными механизмами фазировки, а также, например, ЛОВ О-типа в режиме большого пространственного заряда [5,4]. Здесь $F=|F|\exp(j\Psi_F)$ и $I=|I|\exp(j\Psi_I)$ - безразмерные медленно меняющиеся во времени и пространстве по сравнению с $\exp(j(\omega_0 t - k_0 x))$ комплексные амплитуды взаимодействующих волн; τ и ξ - безразмерные время и координата; A - параметр взаимодействия, задающий степень неравновесности системы; ω_0 и k_0 определяют точку пересечения дисперсионных кривых «холодных» (не взаимодействующих) волн. Предположим, что при увеличении энергии электронной волны $W=\alpha|I|^2$, где α - нормирующий коэффициент, пропорциональная ξ часть фазы электронной волны Ψ_I является в первом приближении линейной функцией энергии. В этом случае уравнение (2) в системе координат со смещенным отсчетом времени ($\tau'=(\tau-\xi)/2$, $\xi'=\xi$, штрихи в дальнейшем опущены) после перенормировки переписывается в виде [3]

$$\partial I / \partial \xi + j|I|^2 I = -AF. \quad (3)$$

Уравнение (1) при этом не изменится.

Допустим теперь, что электронная волна возмущается распределенным шумовым источником, мощность которого задается интенсивностью D (величина D в конкретных случаях может быть рассчитана, исходя из представлений об источнике шума). Для его учета заменим феноменологически уравнение (3) на стохастическое дифференциальное уравнение с источником белого шума

$$\partial I / \partial \xi + j|I|^2 I = -AF + (2D)^{1/2} \zeta(\xi, t), \quad (4)$$

где $\langle \zeta(\xi, \tau) \rangle = 0$, $\langle \zeta(\xi, \tau) \zeta(\xi', \tau') \rangle = \delta(\xi - \xi') \delta(\tau - \tau')$.

Система уравнений (2), (4) дополняется граничными

$$\begin{aligned} I|_{\xi=0} &= 0, \\ F|_{\xi=1} &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

и начальными

$$\begin{aligned} F|_{\tau=0} &= F^0 f^0(\xi), \\ I|_{\tau=0} &= I^0 i^0(\xi) \end{aligned} \quad (6)$$

условиями, описывающими «старт» системы с уровня слабых начальных шумовых возмущений обеих волн; $f^0(\xi)$, $i^0(\xi)$ - случайные функции, $F^0, I^0 \ll 1$.

Уравнения (2), (4) - (6) решались численно методом второго порядка по Δt и по $\Delta \xi$, где Δt и $\Delta \xi$ - шаги дискретизации численной схемы по времени и координате, соответственно, причем $\Delta \tau = \Delta \xi / 2$. В процессе моделирования накапливалась временная реализация амплитуды «выходного сигнала» $F_k = |F(0, \Delta \tau k)|$, поскольку подразумевалось, что она является интегральной характеристикой процессов, происходящих на всей длине пространства взаимодействия, и может характеризовать систему в целом.

Для идентификации автоколебательных режимов на основе реализации F_k рассчитывались следующие величины: ее спектральная плотность $S(f) = 20 \lg(F_0(f)/F_{0\max})$, где $F_0(f)$ соответствует функции $F_0(\tau)$, полученной из $|F(\tau)|$ вычитанием ее среднего значения, $F_{0\max}$ - амплитуда максимальной спектральной компоненты в $S(f)$; плотность вероятности P значений $F_0(\tau)$; двумерная проекция «фазового пространства» системы на плоскости $(F_0(\tau), F_0(\tau + \tau_d))$, где τ_d - временная задержка; автокорреляционная функция (АКФ). Полная длина $F_0(\tau)$ составляла

800-1000 при характерном периоде колебаний $T_a \sim 1$. Для определения точного значения бифуркационных значений параметра неравновесности A в отсутствие внешнего шума использовалась мелкошаговая сетка с $\Delta\xi=0.000657$ (~1500 узлов на длине системы). Влияние внешнего шума в широком диапазоне значений параметров A и D проводилось на более грубой сетке с $\Delta\xi=0.005$ (200 узлов на длине системы). Она же использовалась для определения характеристик хаотических колебаний во всех случаях. В качестве основной количественной характеристики нерегулярных автоколебаний использовался декремент огибающей АКФ. Последнее поясним особо.

Как показали приведенные в [1,3] данные, в широком диапазоне параметров хаотические автоколебания в ЛОВ представляют собой суперпозицию регулярной и шумовой компонент, причем мощность шумовой компоненты мала по сравнению с мощностью регулярной. АКФ в этом случае имеет типичный вид для функции, представляющей собой «окрашенный шум», то есть смесь периодических колебаний с частотой f_0 , ее, в общем случае, гармониками и субгармониками, и шумовой компоненты с малой амплитудой. В этом случае автокорреляционная функция процесса может быть представлена в следующей форме [6]:

$$R(\tau) = e^{-\alpha|\tau|}F(f_0\tau), \quad (7)$$

Здесь декремент α характеризует хаотическую компоненту, $F(f_0\tau)$ - периодическая функция, описывающая регулярную компоненту. Предполагая, на основании результатов моделирования, что в спектре регулярных колебаний преобладает основная спектральная компонента, для оценки характерной величины α перепишем (7) в виде

$$R(\tau) = e^{-\alpha|\tau|}\cos(2\pi f_0\tau), \quad (8)$$

чему соответствует спектральная плотность мощности

$$S(f) = 2\alpha[1/(\alpha^2+4\pi^2(f+f_0)^2) + 1/(\alpha^2+4\pi^2(f-f_0)^2)]. \quad (9)$$

Определяя из последнего выражения $S_{\max}=S(f_0)$ и величину $S(f_0+\Delta f/2)$ на уровне $S_{\max}/2$, получим $\Delta f \approx \alpha/\pi$. Режим полагаем развитым хаотическим, если ширина спектральной линии $\Delta f \geq f_0$, откуда следует

$$\alpha(A)/f_0(A) \geq \pi/2. \quad (10)$$

Величину декремента также можно связать с параметрами соответствующей гауссовой или рэлеевской функций распределения [6]. Можно предполагать, что по мере увеличения параметра неравновесности относительная мощность регулярной компоненты будет уменьшаться вплоть до исчезновения, а декремент АКФ - расти, свидетельствуя об увеличении степени хаотизации автоколебаний.

Автоколебания в отсутствие флуктуаций

Бифуркационные значения параметров, ограничивающие области существования различных автоколебаний, определялись, как уже отмечалось, на сетке с малым шагом $\Delta\xi=0.000657$. Обнаружено, что одночастотные автоколебания существуют в диапазоне $A_{st}=\pi/2 < A < A_a=1.83$, а многочастотные периодические в интервале значений $A_a < A < A_{chl}=4.947$. В последнем диапазоне при увеличении A форма автоколебаний усложняется, спектр колебаний обогащается гармониками основной частоты $f_0=0.7$, при некоторых значениях A наблюдаются одно-два удвоения периода. Вблизи порога возникновения хаотических

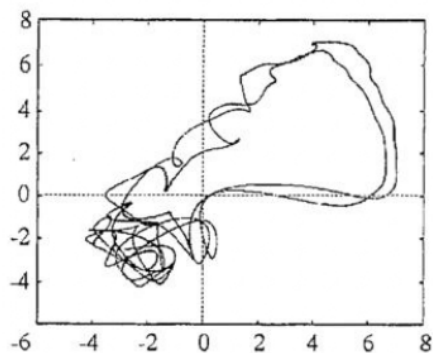


Рис. 1. Проекция «фазового портрета» системы (F_k, F_{k+1}) при $A=3.94$. Величина Δt определяет время задержки

автоколебаний A_{ch1} система обладает очень сложным неоднородным аттрактором, возникающим благодаря возбуждению в пространстве взаимодействия большого числа пространственных мод (рис. 1). Они отличаются друг от друга количеством «горбов» в распределениях $|F(\xi)|$ и $|I(\xi)|$ и набегом фаз φ_k и φ_l на длине системы. Хаотические автоколебания возникают после двух удвоений периода и возбуждения затем независимой частотной компоненты, то есть в результате разрушения квазипериодического режима. Однако шумовая компонента при этом по сравнению с регулярной имеет малую мощность, поэтому автоколебания фактически представляют собой периодические колебания с наложенными на них слабыми хаотическими. В таком виде автоколебания существуют в параметрическом диапазоне $A_{ch1} < A < A_{ch2} \approx 4.65$, причем в решетках с разными $\Delta \xi$ она возникает при меньших величинах A_{ch1} , чем рассчитанное точное значение $A_{ch1} = 4.947$. Однако выяснение точной величины A_{ch1} не представляет

автоколебаний A_{ch1} система обладает очень сложным неоднородным аттрактором, возникающим благодаря возбуждению в пространстве взаимодействия большого числа пространственных мод (рис. 1). Они отличаются друг от друга количеством «горбов» в распределениях $|F(\xi)|$ и $|I(\xi)|$ и набегом фаз φ_k и φ_l на длине системы. Хаотические автоколебания возникают после двух удвоений периода и возбуждения затем независимой частотной компоненты, то есть в результате разрушения квазипериодического режима. Однако шумовая компонента при этом по сравнению с регулярной имеет малую мощность, поэтому автоколебания фактически представляют собой периодические колебания с наложенными на них слабыми хаотическими. В таком виде автоколебания существуют в параметрическом диапазоне $A_{ch1} < A < A_{ch2} \approx 4.65$, причем в решетках с разными $\Delta \xi$ она возникает при меньших величинах A_{ch1} , чем рассчитанное точное значение $A_{ch1} = 4.947$. Однако выяснение точной величины A_{ch1} не представляет

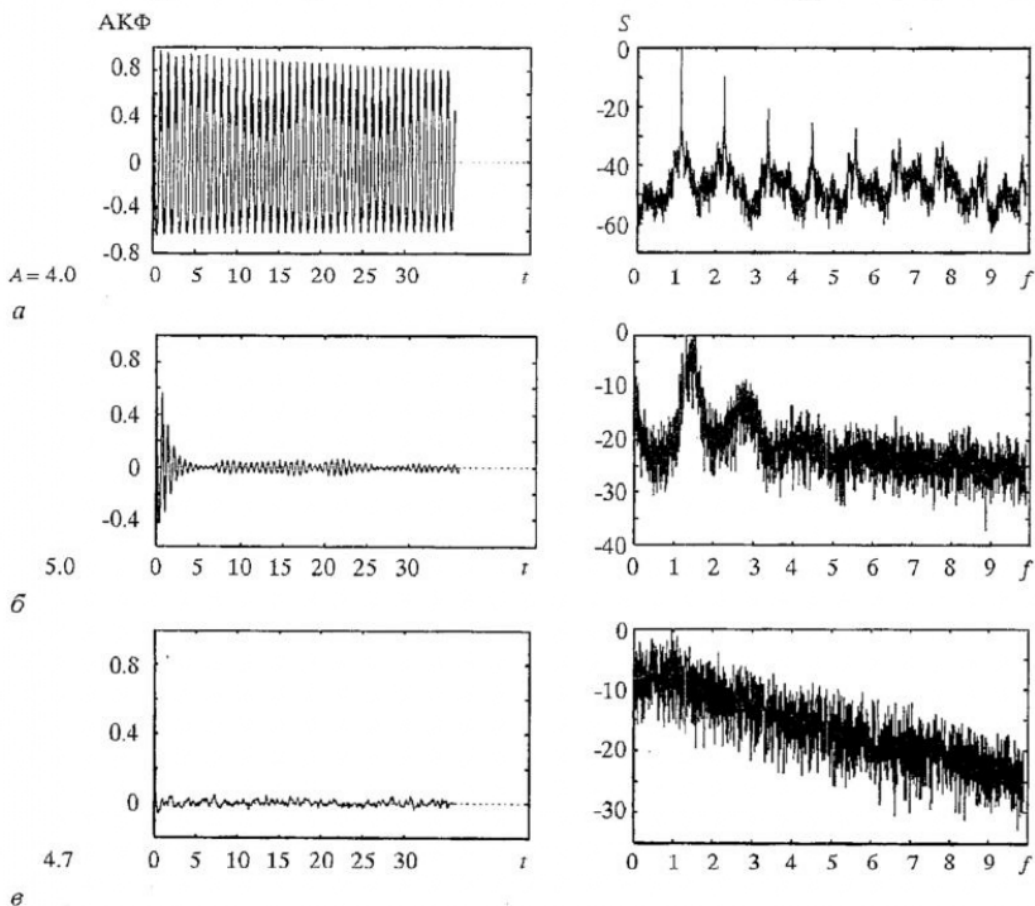


Рис. 2. Автокорреляционная функция АКФ и спектральная плотность $S(f)$ в характерных случаях: $A=4.0, D=0.0$ (а); $A=5.0, D=0.0$ (б); $A=4.7, D=0.3$ (в)

практического интереса из-за незначительности хаотических колебаний в достаточно широком параметрическом диапазоне выше бифуркационного значения. Поэтому исследование автоколебаний даже в такой модели ЛОВ, с большим числом пространственных структур, можно проводить на сетке с достаточно крупным шагом. Дополнительным доводом в пользу такого утверждения служат и результаты исследования влияния внешних шумов (см. ниже).

При $A > A_{ch2}$ происходит резкое увеличение степени хаотизации, что особенно наглядно видно из сравнения поведения автокорреляционной функции и спектральной плотности при разных значениях A (рис. 2) и графиков зависимостей декремента $\alpha(A)$ и отношения $\alpha(A)/f_0(A)$ в отсутствие шума (рис. 3), рассчитанных на сетке с шагом $\Delta\xi=0.005$. Отметим, что поскольку в рассматриваемой системе автомодуляция возникает на частоте $f_0 \approx 0.7$, которая затем растет с увеличением A , то автоколебания можно было бы идентифицировать как развитые шумовые, в соответствии с (10), если выполнялось бы условие $\alpha \geq 1$. На самом деле с возрастанием A и значения декремента растет и частота f_0 , так что отношение $\alpha(A)/f_0(A)$ сохраняет при разумных значениях параметра A почти постоянное значение около 0.4, что существенно ниже определенного условием (10) значения $\pi/2$ (рис. 3). Тем не менее значение $\alpha \approx 1$ можно считать грубой оценкой бифуркационного значения декремента для режима развитых шумовых колебаний. Таким образом, сигнал приобретает заметную шумовую компоненту при $A > A_{ch2} \approx 4.65$, поскольку вблизи этого значения A декремент стремительно возрастает от значений $\alpha \ll 1$ до $\alpha \approx 0.2$ и затем продолжает расти с увеличением параметра неравновесности. Поэтому именно значение A_{ch2} должно рассматриваться как порог возбуждения развитых хаотических автоколебаний. Но поскольку найденное значение $\alpha(A)/f_0(A) \approx 0.4$ довольно далеко от определенного условием (10) значения $\pi/2$, это означает, что спектр хаотических автоколебаний в широком диапазоне параметра неравновесности остается достаточно неоднородным, с заметной регулярной составляющей. Она обязана своим существованием почти периодическому формированию в пространстве взаимодействия импульсов электромагнитной волны, излучаемых затем через открытый конец системы (подробнее о механизме формирования импульсов см. в следующем разделе, а также в [3]).

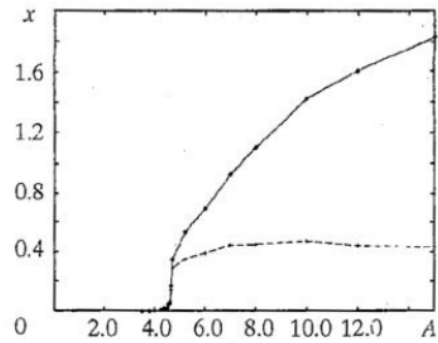


Рис. 3. Зависимость декремента α (сплошная линия) и отношения α/f_0 (пунктирная) от параметра A в отсутствие шума

Влияние аддитивного шума на динамику системы

1. Описанные в предыдущем разделе результаты моделирования показывают, что точное определение бифуркационного значения параметра, при котором возникают маломощные хаотические автоколебания, возможно только в дискретной решетке с очень большим (≥ 1000) числом M узлов. При уменьшении M значение A_{ch1} смещается в сторону уменьшения, характеризуя уже не собственно РАС, а заменяющую ее при моделировании решетку. Смещение порога возбуждения хаоса объясняется тем, что в системе возбуждаются мелкомасштабные («высшие») пространственные структуры, которые не точно описываются сеткой с небольшим для данной системы числом узлов $M \sim 100 \dots 200$.

Это проявляется как возбуждение маломощного численного шума, который неотличим от динамического шума. С другой стороны, уровень хаотических колебаний при $A < A_{ch2}$ мал и практического значения не имеет. Поэтому прежде всего были проведены эксперименты, в которых изучался вопрос, не приводит ли внешний шум к смещению значения A_{ch2} , при котором мощность хаотических колебаний начинает стремительно нарастать. Проведенные расчеты показали, что слабый шум в дискретных решетках с большим ($M \sim 1500$) и малым ($M \sim 200$) числом шагов приводит к одинаковой динамике, стирая разницу в деталях поведения, обусловленную численным шумом в решетке с малым числом узлов. Поэтому основные исследования, описываемые в данном разделе, также получены в экспериментах с $\Delta\xi = 0.005$ ($M = 200$).

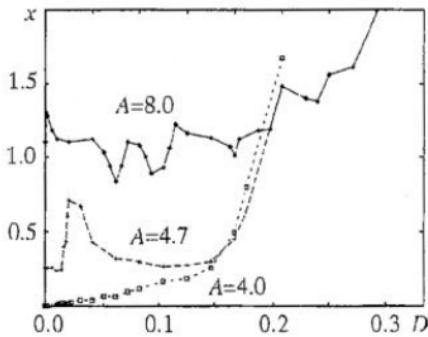


Рис. 4. Зависимость декремента α от интенсивности шума D при нескольких характерных значениях параметра A

несмотря на то, что в системе уже возбуждаются слабые хаотические колебания. Таким образом, внешний шум не стимулирует перехода системы в хаотический режим.

В системе с $A = 4.7$, где в отсутствие шума $\alpha \approx 0.35$, то есть в системе с достаточно развитым динамическим хаосом, внешний шум может не только повышать степень хаотизации сигнала, но и стимулировать возникновение режимов, в которых уровень хаотичности сигнала примерно такой же, как и в автономной системе. В частности, из рис. 3 вытекает, что при $D = 0.02$ декремент в два примерно раза больше, чем при большем значении $D = 0.08$. Это означает, что в последнем случае колебания более упорядочены, несмотря на большую амплитуду внешнего шума. Наглядное подтверждение этого вывода следует, в частности, из сравнения реализаций $F(\tau)$ в обоих случаях (рис. 5, а и б). Только при достаточно большой интенсивности внешнего шума $D \geq 0.2$ степень хаотизации существенно возрастает (рис. 5, в). Эта тенденция не нарушается и при больших значениях параметра $A = 8.0$ (см. рис. 4), хотя разница значений декремента при изменении D в разумных пределах ($0 < D < 0.3$) не такая заметная, как в предыдущем случае. Отчасти это связано с тем, что и в отсутствие внешнего шума в системе возбуждаются достаточно развитые хаотические автоколебания. Поэтому внешний шум не может существенно изменить их характеристики. Тем не менее, при некоторых значениях параметра D наблюдается даже большая степень упорядоченности формы генерируемого сигнала, чем в автономной системе, когда $\alpha(D) > \alpha(0)$.

Можно предполагать, что такой эффект понижения степени хаотичности автоколебаний аналогичен эффектам резонансного воздействия внешнего шума [2] (хотя без проведения дополнительных исследований отстаивать это утверждение с полной уверенностью нельзя). Действительно, эффекты, связанные

2. Для определения влияния шума были проведены серии расчетов $\alpha(D)$ при нескольких характерных значениях $A = 3.0, 4.0, 4.7, 8.0$ (рис. 4). При $A = 3.0$ в отсутствие внешнего шума генерируется периодический автоколебательный режим без субгармоник основной частоты. Вводимый в систему шум фактически просто добавляется к генерируемому сигналу. Величина α монотонно растет с увеличением параметра D , при этом увеличивается ширина спектральной линии, хотя спектр остается ярко окрашенным. Такое поведение демонстрирует и система с $A_{ch2} \approx 4.0$ (рис. 4),

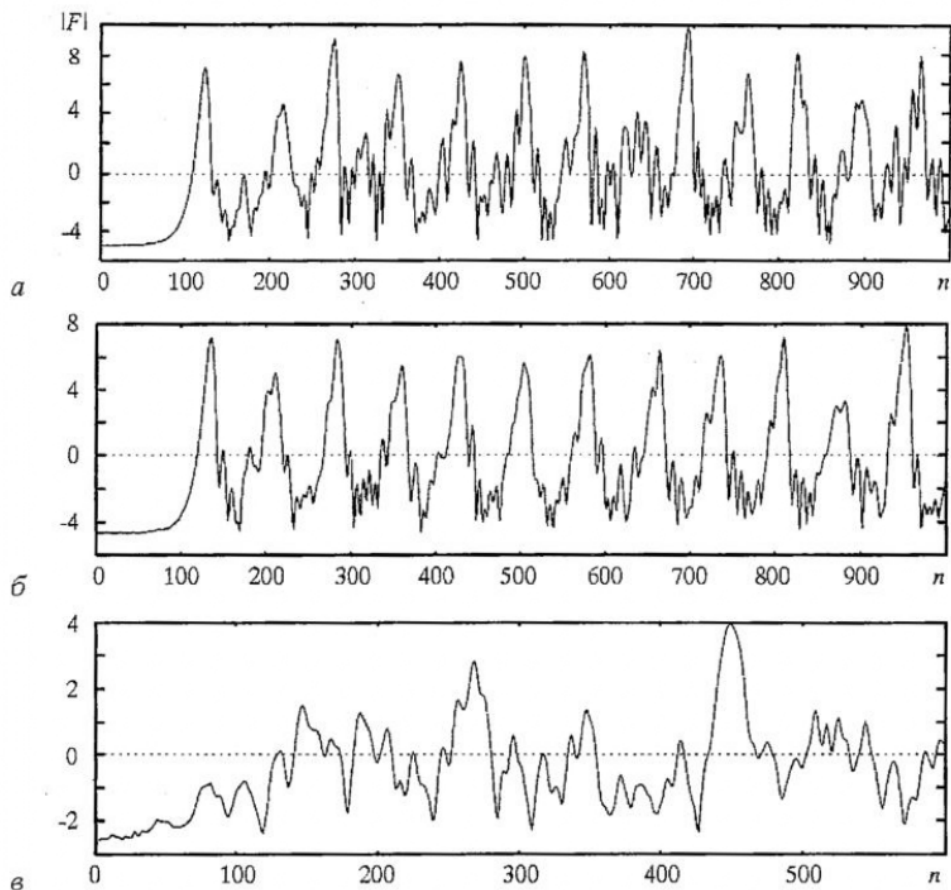


Рис. 5. Отрезки реализаций $F_k(k)$ для системы с $A=4.7$ при нескольких значениях интенсивности внешнего шума D : а - 0.02, б - 0.08, в - 0.3

с упорядочивающим влиянием внешнего шума на форму колебаний в системе, обычно предполагают наличие в системе характерного временного масштаба, разброс значений которого определяет степень хаотичности. Регулирующее действие шума связано, как правило, с тем, что шум изменяет (в частности, уменьшает) разброс значений характерного времени.

В анализируемой модели ЛОВ таким масштабом является время рождения больших импульсов амплитуды линейной волны из мелких пространственных осцилляций, остающихся в системе после ухода из нее предыдущих импульсов. В этот период времени в системе остается распределение поля с быстроменяющейся фазой и малой амплитудой. Из образовавшегося сложного пространственного распределения выделяется только основная линейная мода, если $A < A_{2st} = 3\pi/2$, и, по крайней мере, две линейные моды, если $A > A_{2st}$, где A_{2st} - стартовое значение параметра связи для второй линейной моды [5]. В первом случае процесс в отсутствие внешнего шума является периодическим (почти периодическим), поскольку каждый новый импульс развивается из одинакового распределения поля, соответствующего основной (одногогорбой) моде. Если в систему подается шум, то он будет изменять форму импульсов, так как они не очень мощные. Однако время следования импульсов изменяется незначительно.

Другая ситуация складывается при $A > A_{2st}$, когда нарастающими являются, по крайней мере, две моды. Распределение поля, предшествующее появлению импульса, теперь определяется суперпозицией мод и зависит от соотношения их

амплитуд и фаз. Поэтому различаются высота и форма импульсов, распределения амплитуд волн, возникающих после прохождения импульсов и, следовательно, время рождения следующего импульса. В целом последовательность импульсов в реализации $F_0(\tau)$ будет непериодической и с возрастанием A становится все более хаотической. Когда в систему подается шум, он прежде всего действует на маломощные волновые структуры, существующие в системе в периоды между возбуждением мощных импульсов. Шум «размывает» эти структуры и выравнивает распределения амплитуд первой и второй линейных мод на этом этапе. В результате условия возникновения мощных импульсов становятся более похожими, и импульсы меньше отличаются друг от друга, несмотря на воздействие шума. Поэтому декремент АКФ может оставаться почти постоянным в широком диапазоне изменения параметра D (см. рис. 3). С другой стороны, если импульсы не очень мощные, то шум сильнее действует на импульсы, приводя к существенному различию их формы. Поэтому внешний шум может приводить как к повышению степени хаотичности автоколебаний, так и к их упорядочению. Это дает основания предполагать возможность управления характеристиками хаотических автоколебаний в ЛОВ, подавая в систему тем или иным способом внешний шум.

Библиографический список

1. Трубецков Д.И., Четвериков А.П. Автоколебания в распределенных системах «электронный поток - встречная (обратная) электромагнитная волна» // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С.9.

2. Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Астахов В.В. Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем. Фундаментальные основы и избранные проблемы / Под ред. В.С. Анищенко. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1999.

3. Четвериков А.П. Нелинейная динамика взаимодействующих встречных электромагнитной волны и электронной волны с кубичной фазовой нелинейностью // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т.2, №5. С. 46.

4. Ливиц Е.Н., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.

5. Электроника ламп с обратной волной. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1975.

6. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 20.06.2002

OSCILLATIONS IN THE DISTRIBUTED SYSTEM OF INTERACTING BACKWARD WAVES AT THE PRESENCE OF FLUCTUATIONS

N.B. Frolova, A.P. Chetverikov

Both periodic and chaotic oscillations are studied numerically in the distributed dynamic system with interacting of backward linear and nonlinear waves at the presence of additive noise in nonlinear wave. Studied distributed system is the simplest model of the electronic backward wave oscillators with non-inertial bunching mechanisms. It is shown, that excitation of a lot of space modes is typical for such systems. It is found, that spectrum of chaotic oscillation near their excitation threshold is very non-uniform. In this case an external noise is «superimposed» on self-sustained oscillations. In the mode of

chaotic oscillations at high-current beam under the external noise influence, it may be both increase of chaos and regulating of generated signal form, exhibiting the properties inherent in effect of stochastic resonance.



Фролова Наталья Борисовна - родилась в Саратове (1975), окончила Саратовский государственный университет (1997). Аспирант кафедры электроники, колебаний и волн физического факультета СГУ. Научные интересы связаны с исследованием нелинейных динамических систем, находящихся под воздействием флуктуаций.



Четвериков Александр Петрович - родился в Новоузенске (1953), окончил Саратовский государственный университет (1975). Работал в НИИ механики и физики СГУ, затем на физическом факультете СГУ. В настоящее время профессор кафедры электроники, колебаний и волн. Защитил диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1981) и доктора физико-математических наук (1996), обе в СГУ. Область научных интересов: нелинейная динамика распределенных систем, вакуумная сверхвысокочастотная электроника, компьютерный эксперимент. Опубликовал более 70 работ в отечественных и зарубежных изданиях.