с учетом измерений 1972—74 гг. в диапазоне $60 \div 100$ *см* оказался равным $\alpha = -0{,}88 \pm 0{,}12$*, что хорошо согласуется с результатами [3, 7]. На рис. 3 изображен спектр Лебедя-А. Результаты измерений с учетом данных [3] соответствуют прямой со спектральным индексом $\alpha = -0{,}98 \pm 0{,}21$, что в пределах погрешностей согласуется с данными [3, 7]. На рис. 4 приведен спектр радиоизлучения Крабовидной туманности в диапазоне $60 \div 100$ *см* со спектральным индексом $\alpha = -0{,}24 \pm 0{,}25$. Возможное увеличение потока крабовидной туманности в диапазоне $60 \div 100$ *см* в 1982 г. по сравнению с 1974 г. находится в пределах погрешностей измерений [3], равных $\delta_\Sigma \approx \approx 15 \div 30\%$.

Автор выражает благодарность Л. В. Дмитренко и С. А. Пелюшенко за помощь при подготовке эксперимента и Н. М Цейтлину за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1 Цейтлин Н М. Антенная техника и радиоастрономия. — М.: Сов. радио, 1976.
2. Миллер М. Е. Препринт НИРФИ № 161. — Горький, 1983.
3. Цейтлин Н. М, Дмитренко Л. В., Дмитренко Д. А., Миллер Е. А., Снегирева В. В, Титов Г. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 8, с. 1106.
4. Seeger C. L, Stumper F. L, H Van Hurck H M. — Philips Technical Review, 1960, **21**, № 11, p. 317.
5. Haslam C. G. T, Salter C. J., Stoffel H., Wilson W. E. — Astron. Astrophys. Suppl., 1982, ser. 47, p. 1.
6. Pauliny-Toth I. I. K., Shakeshaft J, Mon N. R. — Astr. Soc., 1962, **124**, № 1, p. 61.
7. Троицкий В С. и др. — Астрон. журн 1971, **48**, № 6, с. 1150.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 11 февраля 1983 г., после доработки 1 ноября 1983 г.

УДК 517.925

СИНХРОНИЗАЦИЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

В. И. Сбитнев

Одна из проблем, поставленных Эшби в [1], — можно ли построить динамическую систему, которая проявляла бы «свободу выбора в коридоре возможностей». Попытки Эшби подойти к решению подобной проблемы [1] не привели его к обнаружению класса динамических систем, способных воспроизводить случайное поведение вне наличия источников неконтролируемых шумов [2]. Пожалуй, наиболее привлекательным в таких системах является то, что вариациями системных параметров сравнительно просто модифицируется почерк стохастической активности [3, 4]. Не исключено, что на этой основе можно реализовать качественно новые принципы регуляции, сопоставимые с регуляторными функциями нервных тканей центральной нервной системы [1, 5]. При синтезе регуляторных функций центральное место занимает проблема коллективного поведения динамических систем, на основе которых строятся подобные функции. Простейшим, но довольно распространенным типом взаимодействия является диссипативная связь ближайших соседей:

$$X_{n+1} - X_n = -\varepsilon X_n + pS(v - hX_n) + qS(v - hY_n) - \theta(Z^* - X_n),$$

$$Y_{n+1} - Y_n = -\varepsilon Y_n + pS(v - hY_n) + qS(v - hX_n) - \theta(Z^* - Y_n), \qquad (1)$$

$$S(\tilde{\xi}) = (1 + \exp(-\tilde{\xi}))^{-1}, \quad \theta(\tilde{\xi}) = \{0, \ \forall \tilde{\xi} \geqslant 0; \ 1, \ \forall \tilde{\xi} < 0\}.$$

Здесь $p+q=1$, $p, q \in (0,1)$. Диссипативная связь очевидна, если выразить p через $1-q$. При $q=0$ взаимодействие отсутствует и параметры $h=4$, $Z^*=0{,}25$, $v=hZ^*=1$ и $\varepsilon=0{,}01$ выбраны так, чтобы на возвратном множестве (рис. 1) имели бы место стохастические колебания с показателем Ляпунова, много большим единицы [4].

* Значение α определялось по методу наименьших квадратов.

Поскольку ε — малый параметр, то в аналитических оценках будем полагать $\varepsilon=0$. Удобнее перейти к переменным $Z_n=(X_n+Y_n)/2-Z^*$ и $J_n=(X_n-Y_n)/2$ В этом случае система (1) принимает вид

$$Z_{n+1}=Z_n+(1/2)\,[S\,(-hJ_n-hZ_n)+S\,(hJ_n-hZ_n)]-\Delta_Z\,(Z_n,J_n),$$

$$J_{n+1}=J_n+((1+2q)/2)\,[S\,(-hJ_n-hZ_n)-S\,(hJ_n-hZ_n)]-\Delta_J\,(Z_n,J_n), \qquad (2)$$

$$\Delta_Z+\Delta_J=\theta\,(-J_n-Z_n),\quad \Delta_Z-\Delta_J=\theta\,(J_n-Z_n).$$

Плоскость (J,Z) разделена прямыми $Z=\pm J$ на четыре области $P_\pm$, $Q_\pm$ (рис. 2), согласно значениям которые принимают ступенчатые функции $(\Delta_J,\Delta_Z)=\{(0,0)\in P_-$, $(-1/2,1/2)\in Q_-$, $(1/2,1/2)\in Q_+$, $(0,1)\in P_+\}$. Можно оценить характер поведения каскадов в этих областях, отслеживая их локальное поведение в окрестности неподвижных точек n-периодических орбит. Но прежде всего заметим, что как $J=0$, так и $Z=0$ являются равновесными решениями системы (2). Поэтому равновесные состояния, в качестве которых возьмем неподвижные точки $x_\pm$ 2-периодической орбиты (рис. 1), будем искать на осях Z и J. Поскольку отображение (2) инвариантно относительно инверсий $Z_n\to -Z_n$, $J_n\to -J_n$, то неподвижные точки этой орбиты расположены симметрично относительно начала координат Неподвижные точки $Z_+=-Z_-$ и $J_+=-J_-$ находятся из решений уравнений

$$Z_+=\frac{1}{2}S\,(hZ_+),\quad J_+=\frac{q}{2}+\frac{1-2q}{2}S\,(hJ_+).$$

Для $h=4$ $Z_+\approx 0{,}169$, а $J_\pm$ представима через $Z_\pm$ в форме

$$J_+\approx q/2+(1-2q)\,(2-q)\,Z_+/2.$$

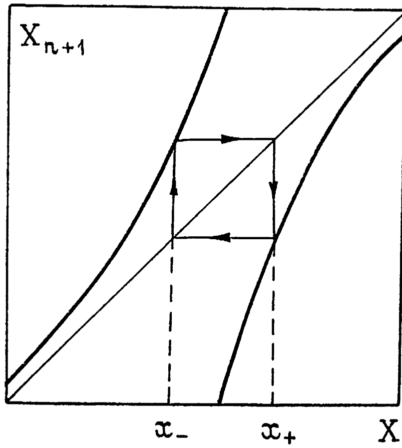
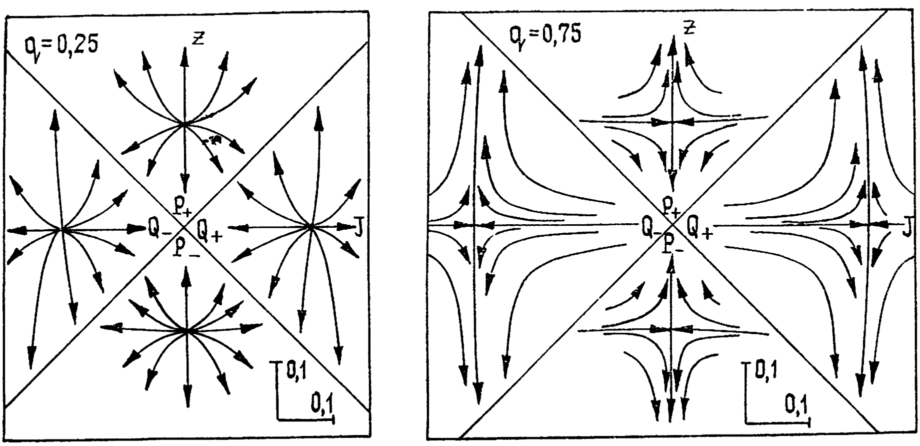


Рис. 1.



а) б)

Рис. 2.

В окрестности неподвижных точек $(0,Z_\pm)$ и $(J_\pm,0)$ поведение каскадов отображения $F^2\,(J_{2k},\ Z_{2k})\to(J_{2k+2},\ Z_{2k+2})$ характеризуется показателями Ляпунова $l_Z=(1+H)^2$, $l_J=(1+(1-2q)H)^2$, $H=hS_+S_->0$. В окрестности точки $(0,Z_\pm)$ $S_\pm=S(hZ_\pm)$, а в окрестности $(J_\pm,0)$ $S_\pm=S(hJ_\pm)$ Показатель l_Z всегда больше единицы и характеризует растяжение траекторий вдоль оси Z, а l_J — вдоль J и может быть как больше единицы (при $q<0{,}5$), так и меньше (при $q>0{,}5$). В первом случае траектории растягиваются вдоль оси J и неподвижные точки являются состояниями равновесия типа неустойчивых узлов (рис. 2а) — имеет место хаотизация стохастических колебаний Во втором случае происходит сжатие траекторий вдоль оси J и неподвижные точки представляют собой состояния равновесия типа седел (рис 2б). Из-за наличия седел $(J_\pm, 0)$ наблюдаются довольно сложные переходные режимы: при $|J| \neq 0$ существует вероятность попадания каскада в клинья $Q_\pm$ (рис. 2б), а следовательно, в область притяжения седел $(J_\pm, 0)$. Эта вероятность стремится к нулю при $|J| \to 0$, и поэтому каскад рано или поздно «ложится» на ось Z, что соответствует синхронизации стохастических колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эшби У. Р. Конструкция мозга. — М ИЛ, 1962.
2. Рабинович М И. Нелинейные волны. Стохастичность и турбулентность — Горький: ИПФ АН СССР, 1980, с 5.
3. Сбитнев В. И. — Биофизика, 1982, 27, с. 515.
4. Сбитнев В. И. — Биофизика, 1984, 29, с. 113.
5. Осовец С. М. и др. Нелинейные волны. Стохастичность и турбулентность. — Горький. ИПФ АН СССР, 1980, с. 172

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР

Поступила в редакцию 21 октября 1983 г.

УДК 621 396 962 27

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАРМОНИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В КИРХГОФОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В. Ю. Райзер, С. Р. Филонович

В задачах дистанционного зондирования возникает необходимость выбора адекватных моделей подстилающих поверхностей для расчета характеристик собственного и рассеянного излучения. Если имеются крупномасштабные неровности со случайным профилем, то используют известный метод Кирхгофа (приближение геометрической оптики), а статистические свойства поверхности описывают, как правило, гауссовыми распределениями [1–7]. В случае поверхностей с узким или дельта-образным спектром возвышений применимость гауссовых статистик не всегда правомочна Примером могут служить возмущения типа волн конечной амплитуды на воде, которые отличаются монохроматичностью и регулярностью формы [8]. В настоящем сообщении рассмотрена возможная модель СВЧ излучения такой поверхности.

Расчет спектрального коэффициента излучения крупномасштабной поверхности можно свести к статистическому усреднению локальных коэффициентов отражения по ансамблю плоских случайно ориентированных площадок:

$$\varkappa_{\text{в.г}}(\theta) = 1 - \int\limits_{-\infty}^{\infty} |r_{\text{в.г}}(\cos\chi)|^2 p(\theta, z)\, dz. \qquad (1)$$

Здесь $r_{\text{в, г}}(\cos\chi)$ — френелевские коэффициенты отражения для вертикальной (в) и горизонтальной (г) поляризаций, $p(\theta, z)$ — одномерная плотность вероятности распределения уклонов поверхности в плоскости падения. Локальный угол падения χ зависит от угла наблюдения θ и величины уклона $z = \operatorname{tg}\psi$ (рис. 1):

$$\cos\chi = \cos(\psi - \theta) = (1 + z\operatorname{tg}\theta)(1 + z^2)^{-1/2}\cos\theta. \qquad (2)$$

Плотности распределения $p(\theta, z)$ под углом θ и $p(z)$ при $\theta = 0$ связаны соотношением

$$p(\theta, z) = (1 + z\operatorname{tg}\theta)\, p(z). \qquad (3)$$

Пусть возмущения поверхности имеют строго гармонический характер

$$\xi(x) = a\sin(kx + \varphi), \qquad (4)$$

где амплитуда a и пространственная частота $k = 2\pi/\Lambda$ — постоянные, а фаза φ — случайная величина, равномерно распределенная в интервале $(0, 2\pi)$. Тогда одномерная плотность распределения случайной величины градиента $\nabla\xi_x$ равна, согласно [2],

$$p(z) = \begin{cases} \left(\pi\sqrt{z_0^2 - z^2}\right)^{-1}, & |z| < z_0, \\ 0, & |z| > z_0 \end{cases} \qquad (5)$$

где $z_0 = ka$ — максимальное значение градиента, т. е. максимальный уклон поверхности.