

УДК 621.373.42

## ФЛУКТУАЦИИ В МНОГОКОНТУРНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

В. М. Богачев, В. Г. Лысенко

Предложен единый метод расчета флуктуаций в многоконтурных генераторах при резонансных, резистивных и реактивных связях между контурами. Установлена связь между коэффициентом стабилизации частоты многоконтурного генератора и коэффициентом диффузии фазы. Метод расчета флуктуаций проиллюстрирован на конкретных примерах.

В связи с повышенными требованиями к чистоте спектра радиосигналов в настоящее время широко применяются многоконтурные генераторы (МГ), в частности генераторы с дисковыми диэлектрическими резонаторами, собственная добротность которых при комнатной температуре превышает  $10^5$ . Анализу МГ посвящено большое число работ, например [1-4]. В этих работах исследованы стационарные режимы МГ, рассчитаны коэффициенты стабилизации частоты, установлена связь между коэффициентами стабилизации и балансом мощностей, изучена локальная устойчивость стационарных режимов, исследованы флуктуационные характеристики двухконтурного и трехконтурного генераторов с реактивными связями между контурами. В предлагаемой статье изложен единый метод расчета флуктуаций в МГ при различных типах связи между контурами, что позволяет оценить потенциальные возможности подобных систем и сравнить их между собой. Дано новое определение коэффициента стабилизации частоты и установлена связь этого коэффициента с коэффициентом диффузии фазы.

**Коэффициент стабилизации частоты и флуктуационные характеристики.** Расчет флуктуаций в автоколебательных системах, как правило, проводится методом медленно меняющихся амплитуд. Сначала составляются укороченные дифференциальные уравнения МГ, затем, в предпосылке малости флуктуаций, производится линеаризация уравнений в окрестности стационарного режима. В результате для схемы на рис. 1 получаются стохастические флуктуационные уравнения [5-9]

$$Y_{11}(\rho, \lambda) m + Y_{12}(\rho, \lambda) \varphi = I_k^c / U_k^0, \quad Y_{21}(\rho, \lambda) m + Y_{22}(\rho, \lambda) \varphi = I_k^s / U_k^0. \quad (1)$$

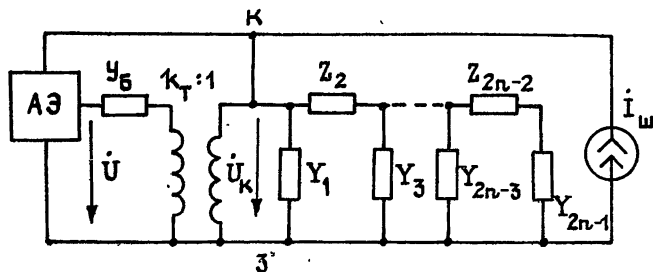


Рис. 1.

Здесь  $\rho$  — дифференциальный оператор;  $\lambda = \omega - \omega_0$  — расстройка между генерируемой частотой  $\omega$  и резонансной частотой высокодобротного контура  $\omega_0$ ;  $y_\sigma$  и  $k_T$  — проводимость рассеяния и коэффициент трансформации в схеме генератора с идеальным трансформатором;  $m$  и  $\varphi$  —

флуктуации амплитуды и фазы напряжения на колебательной системе  $\dot{U}_K = U_K^0 [1 + m(t)] e^{j\varphi(t)}$ ;  $U_K^0$  — напряжение в стационарном режиме в отсутствие флуктуаций;  $I_K^c, I_K^s$  — синфазная и квадратурная компоненты эквивалентного шумового тока  $\dot{I}_ш = I_K^c + jI_K^s$ , учитывающего действие внутренних шумов активного элемента (АЭ) [8] или внешних шумов, приведенных к точкам К — 3;  $Y_{ij}(p, \lambda)$  — линейные дифференциальные операторы:

$$\begin{aligned} Y_{11}(p, \lambda) &= Y_B(p, \lambda) - G - U \partial G / \partial U, & Y_{12}(p, \lambda) &= B - Y_M(p, \lambda), \\ Y_{21}(p, \lambda) &= Y_M(p, \lambda) - B - U \partial B / \partial U, & Y_{22}(p, \lambda) &= Y_B(p, \lambda) - G, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $Y_K(p + j\lambda) = Y_B(p, \lambda) + jY_M(p, \lambda)$ ,  $Y(U) = G(U) + jB(U)$  — укороченные проводимости колебательной системы и АЭ относительно точек К — 3 [7, 10].

В общем случае АЭ полагается инерционным прибором. На степень инерционности АЭ накладывается единственное ограничение — относительно слабая частотная зависимость его параметров в пределах полосы пропускания колебательной системы, хотя время запаздывания может быть любым (концепция комплексной нелинейности [10, 11]). Этим условиям удовлетворяет большинство усилительных приборов.

Для инерционного АЭ, например биполярного транзистора, компоненты эквивалентного шумового тока  $I_K^c, I_K^s$  являются коррелированными стационарными случайными процессами с энергетическими спектрами  $F_K^c, F_K^s$  и взаимным спектром  $F_K^{cs}$  [3]. Полагая эти спектры известными, из (1) находим энергетические спектры амплитудных и фазовых флуктуаций, их взаимный спектр и коэффициент диффузии фазы  $D_n$ :

$$\begin{aligned} F_m(\Omega, \lambda) &= \{|Z_{11}(j\Omega, \lambda)|^2 F_K^c(\Omega) + |Z_{12}(j\Omega, \lambda)|^2 F_K^s(\Omega) + \\ &+ 2 \operatorname{Re}[Z_{11}(j\Omega, \lambda) Z_{12}^*(j\Omega, \lambda) F_K^{cs}(\Omega)]\} / (U_K^0)^2; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} F_\varphi(\Omega, \lambda) &= \{|Z_{21}(j\Omega, \lambda)|^2 F_K^c(\Omega) + |Z_{22}(j\Omega, \lambda)|^2 F_K^s(\Omega) + \\ &+ 2 \operatorname{Re}[Z_{12}(j\Omega, \lambda) Z_{22}^*(j\Omega, \lambda) F_K^{cs}(\Omega)]\} / (U_K^0)^2; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} F_{m\varphi}(\Omega, \lambda) &= [Z_{11}(j\Omega, \lambda) Z_{21}^*(j\Omega, \lambda) F_K^c(\Omega) + Z_{12}(j\Omega, \lambda) Z_{22}^*(j\Omega, \lambda) F_K^s(\Omega) + \\ &+ Z_{11}(j\Omega, \lambda) Z_{22}^*(j\Omega, \lambda) F_K^{cs}(\Omega) + Z_{12}(j\Omega, \lambda) Z_{21}^*(j\Omega, \lambda) F_K^{cs}(\Omega)] / (U_K^0)^2; \end{aligned} \quad (5)$$

$$D_n = 0,5 \lim_{\Omega \rightarrow 0} \Omega^2 F_\varphi(\Omega, \lambda), \quad (6)$$

где  $[Z_{ij}] = [Y_{ij}]^{-1}$  — матрица сопротивлений.

Стационарные режимы МГ на инерционном АЭ определяются точками пересечения годографов колебательной системы  $Y_K(j\lambda) = Y_B(0, \lambda) + jY_M(0, \lambda)$  и АЭ  $Y(U) = G(U) + jB(U)$ :

$$Y_B(0, \lambda) = G(U), \quad Y_M(0, \lambda) = B(U), \quad (7)$$

а их устойчивость — характеристическим уравнением

$$\Delta(p, \lambda) = Y_{11}(p, \lambda) Y_{22}(p, \lambda) - Y_{12}(p, \lambda) Y_{21}(p, \lambda) = 0. \quad (8)$$

Параметром первого годографа является частота  $\lambda$ , второго — амплитуда колебаний  $U$ . Точки пересечения годографов задают частоты и амплитуды колебаний в стационарных режимах, что иллюстрируется рис. 2. Из (2), (8) следует, что устойчивость стационарных режимов МГ определяется параметрами колебательной системы и режимом работы АЭ.

В теории генераторов важную роль играет коэффициент стабилизации частоты  $S_n$ , равный отношению приращения реактивной проводимости АЭ  $\Delta B$ , вызванного внешним фактором, например изменением температуры, к приращению частоты  $\Delta\lambda$  [3]:

$$S_n = (\Delta B / \Delta\lambda) / (G_k T_1), \quad (9)$$

где  $G_k$  — проводимость колебательной системы при резонансе;  $T_1 = 2Q_1/\omega$  — постоянная времени,  $Q_1$  — добротность первого контура. Нормирующий множитель  $G_k T_1$  выбирается так, чтобы в случае одноконтурного генератора коэффициент стабилизации был равен единице. Для МГ на безынерционном АЭ ( $B(U) = 0$ ), согласно [2, 3],

$$S_n = (\partial Y_m / \partial \lambda) / (G_k T_1). \quad (10)$$

Найдем коэффициент стабилизации  $S_n$  в общем случае МГ на инерционном АЭ. Для этого проведем в точке пересечения годографов (точка 1 на рис. 2) касательные, характеризующие поведение МГ в малой окрестности стационарного режима:

$$N_1 = \frac{\partial G}{\partial U} \Delta U + j \frac{\partial B}{\partial U} \Delta U, \quad N_2 = \frac{\partial Y_b}{\partial \lambda} \Delta \lambda + j \frac{\partial Y_m}{\partial \lambda} \Delta \lambda. \quad (11)$$

Из геометрических построений получим

$$S_n = \frac{1}{G_k T_1} \left( \frac{\partial Y_m}{\partial \lambda} - \frac{\partial Y_b}{\partial \lambda} \frac{\partial B / \partial U}{\partial G / \partial U} \right). \quad (12)$$

Здесь учтено, что  $\operatorname{tg} \alpha = (\partial G / \partial U) / (\partial B / \partial U)$ . Видим, что в случае безынерционного АЭ ( $B(U) = 0$ ) формула (12) переходит в (10).

Установим связь между коэффициентом стабилизации  $S_n$  и коэффициентом диффузии фазы  $D_n$  МГ в пренебрежении корреляцией между квадратурными компонентами шумового тока. Подставим (4) в (6) при  $F_k^{cs} = 0$  и раскроем предел по правилу Лопиталя:

$$D_n = \frac{(F_k^c |Y_{21}(0, \lambda)|^2 + F_k^s |Y_{11}(0, \lambda)|^2)}{2 (U_k^0)^2} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left| \frac{\partial \Delta(p, \lambda)}{\partial p} \Big|_{p=j\varepsilon} \right|^2. \quad (13)$$

При вычислении производной в (13) воспользуемся соотношениями Даламбера — Эйлера применительно к аналитической функции  $Y_k(p + j\lambda) = Y_b(p, \lambda) + jY_m(p, \lambda)$ :

$$\frac{\partial Y_b(p, \lambda)}{\partial p} = \frac{\partial Y_m(p, \lambda)}{\partial \lambda}, \quad \frac{\partial Y_m(p, \lambda)}{\partial p} = - \frac{\partial Y_b(p, \lambda)}{\partial \lambda}. \quad (14)$$

Учитывая (2), (7), (8) и (14), получаем

$$D_n = D_1 \left/ \left[ \frac{1}{G_k T_1} \left( \frac{\partial Y_m}{\partial \lambda} - \frac{\partial Y_b}{\partial \lambda} \frac{\partial B / \partial U}{\partial G / \partial U} \right) \right]^2 \right., \quad (15)$$

где

$$D_1 = \frac{F_k^s \{ 1 + (F_k^c / F_k^s) [(\partial B / \partial U) / (\partial G / \partial U)]^2 \}}{2 (U_k^0)^2 G_k^2 T_1^2}$$

— коэффициент диффузии фазы одноконтурного генератора.

Сравнивая (12) с (15), видим, что между коэффициентом диффузии фазы  $D_n$  и коэффициентом стабилизации частоты  $S_n$  существует простая зависимость

$$D_n = D_1 / S_n^2. \quad (16)$$

Коэффициент диффузии фазы  $D_n$  определяет ширину спектральной линии МГ по уровню половинной мощности  $\Delta\Omega$  [6, 9]. Таким образом,

соотношение (16) раскрывает глубокую внутреннюю связь между квазистатическими уходами частоты  $\Delta\lambda$ , обусловленными медленными изменениями реактивной проводимости  $\Delta B$ , и быстрыми естественными флуктуациями частоты, приводящими к уширению спектральной линии МГ. Выигрыш от использования многоконтурной колебательной системы равен квадрату коэффициента стабилизации частоты  $S_n^2$ . Этот результат в частном случае  $n=3$  совпадает с результатом работы [1].

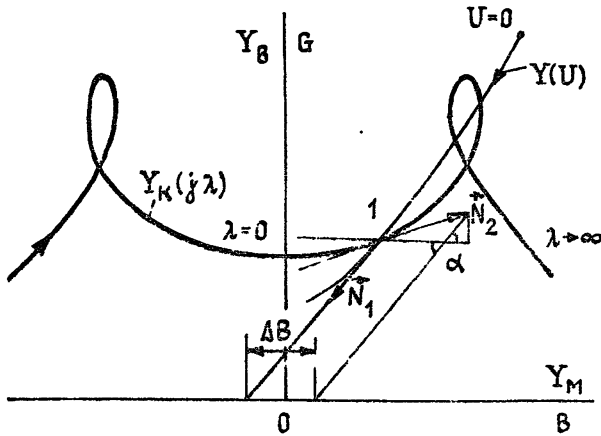


Рис. 2.

В ряде технических приложений важно знать форму спектральной линии МГ, т. е. поведение ее крыльев. Для расчета крыльев при расстройках от несущей  $\Omega \gg \Delta\Omega$  воспользуемся результатами работы [9]:

$$F_u(\Omega, \lambda) = 0,5(Y_K^0)^2 [0,5F_m(\Omega, \lambda) + 0,5F_\varphi(\Omega, \lambda) - \text{Im} F_{m\varphi}(\Omega, \lambda)]. \quad (17)$$

Рассмотрим МГ (рис. 1), колебательная система которого представляет собой цепную схему, состоящую из параллельных  $Y_{2m-1}$  ( $m=1, 2, \dots, n$ ) и последовательных  $Z_{2l}$  ( $l=1, 2, \dots, n-1$ ) резонансных контуров. Представим сопротивления  $Z_{2l}$  и проводимости  $Y_{2m-1}$  их укороченными иммитансами

$$Z_{2l} = R_{2l} [1 + (\rho + j\lambda + j\xi_{2l}) T_{2l}], \quad Y_{2m-1} = G_{2m-1} [1 + (\rho + j\lambda + j\xi_{2m-1}) T_{2m-1}].$$

Введя коэффициенты связи

$$A_{2l} = 1/(G_{2l+1}R_{2l}), \quad A_{2l-1} = 1/(G_{2l-1}R_{2l}),$$

запишем  $Y_K(\rho + j\lambda)$  в виде цепной дроби:

$$Y_K = G_1 \times$$

$$\times \left[ \frac{1 + (\rho + j\lambda + j\xi_1) T_1 + \frac{A_1}{\dots}}{1 + (\rho + j\lambda + j\xi_{2n-2}) T_{2n-2} + \frac{A_{2n-2}}{1 + (\rho + j\lambda) T_{2n-1}}} \right], \quad (18)$$

где  $\xi_i = \omega_0 - \omega_i$  — расстройка,  $G_i$  — проводимость при резонансе,  $T_i = 2Q_i/\omega_i$  — постоянная времени,  $Q_i$  — добротность  $i$ -го контура.

Для вычисления функций  $Y_B(\rho, \lambda)$ ,  $Y_M(\rho, \lambda)$ , входящих в (2), воспользуемся рекуррентными соотношениями

$$W_{2n-1} = \frac{A_{2n-2}}{1 + (\rho + j\lambda) T_{2n-1}}, \quad (19)$$

$$W_k = \frac{A_{k-1}}{1 + (\rho + j\lambda + j\xi_k) T_k + \text{Re} W_{k+1} + j \text{Im} W_{k+1}};$$

где  $k=2n-2, 2n-3, \dots, 2$ ,

$$\operatorname{Re} W_{2n-1} = A_{2n-2}(1 + \rho T_{2n-1}) / \Delta_{2n-1},$$

$$\operatorname{Im} W_{2n-1} = -A_{2n-2} T_{2n-1} \lambda / \Delta_{2n-1}, \quad \Delta_{2n-1} = (1 + \rho T_{2n-1})^2 + \lambda^2 T_{2n-1}^2,$$

$$\operatorname{Re} W_k = A_{k-1}(1 + \rho T_k + \operatorname{Re} W_{k+1}) / \Delta_k,$$

$$\operatorname{Im} W_k = -A_{k-1} [(\lambda + \xi_k) T_k + \operatorname{Im} W_{k+1}] / \Delta_k,$$

$$\Delta_k = (1 + \rho T_k + \operatorname{Re} W_{k+1})^2 + [(\lambda + \xi_k) T_k + \operatorname{Im} W_{k+1}]^2.$$

Комбинируя (18) и (19), получим

$$Y_B(\rho, \lambda) = G_1 \left[ 1 + \rho T_1 + \frac{A_1(1 + \rho T_2)}{\Delta_2(\rho, \lambda)} + \dots + \frac{A_1 \dots A_{2n-2}(1 + \rho T_{2n-1})}{\Delta_2(\rho, \lambda) \dots \Delta_{2n-1}(\rho, \lambda)} \right]; \quad (20)$$

$$Y_M(\rho, \lambda) = G_1 \left[ (\lambda + \xi_1) T_1 - \frac{A_1(\lambda + \xi_2) T_2}{\Delta_2(\rho, \lambda)} + \dots + (-1)^{2n-2} \times \right. \\ \left. \times \frac{A_1 \dots A_{2n-2} \lambda T_{2n-1}}{\Delta_2(\rho, \lambda) \dots \Delta_{2n-1}(\rho, \lambda)} \right]. \quad (21)$$

Соотношения (20), (21) являются общими в том смысле, что они описывают колебательную систему МГ при резонансных, резистивных и реактивных связях. В случае резистивных связей необходимо положить добротности последовательных контуров равными нулю, т. е.  $T_{2l} = 0$ . При реактивных связях  $Z_l = \pm jX_l$  ( $l=1, 2, \dots, n-1$ ) между контурами структура соотношений (20), (21) остается прежней, только в них целесообразно заменить верхний индекс суммирования  $2n-1$  на  $n$ , а коэффициенты связи  $A_l$  положить равными  $A_l = 1/(X_l^2 G_l G_{l+1})$ , что эквивалентно понижению порядка дифференциальных операторов  $Y_B(\rho, \lambda)$ ,  $Y_M(\rho, \lambda)$  на  $n-1$ . Очевидно, что МГ, содержащий  $n$  параллельных контуров и  $n-1$  последовательных контуров связи, описывается теми же уравнениями, что и МГ с  $2n-1$  параллельными контурами при реактивных связях между ними.

Формулы (2)–(8), (15)–(21) позволяют рассчитать при любых  $\lambda$  и  $\xi_i$  флукуационные характеристики МГ (энергетические спектры, дисперсию амплитуды и флукуационного набега фазы, ширину и форму спектральной линии и т. д.).

**Примеры. 1.** Рассмотрим трехконтурный генератор с реактивными связями на безынерционном АЭ (лампа, полевой транзистор, биполярный транзистор при  $f \leq 0,5f_s$  и т. д.) при воздействии стационарного случайного процесса  $i_{ш}(t)$  со спектральной плотностью  $N_0$  и настроенных контурах  $\xi_l = 0$ . Изучим режим при  $\lambda = 0$ , тогда  $Y_{12} = Y_{21} = 0$ , так как  $B = 0$ . Проведем расчет нормированных энергетических спектров амплитудных  $\bar{F}_m = F_m(U_K^0 G_1)^2 / (4N_0)$  и фазовых  $\bar{F}_\varphi = F_\varphi(U_K^0 G_1)^2 / (4N_0)$  флукуаций и формы спектральной линии  $\bar{F}_u = F_u G_1^2 / N_0$ . Используя (2)–(21), получим

$$\bar{F}_m(\Omega, 0) = 0,5 G_1^2 / \{ [Y_B(0, \Omega) - Y_B(0, 0) - U \partial G / \partial U]^2 + Y_M^2(0, \Omega) \}, \\ \bar{F}_\varphi(\Omega, 0) = 0,5 G_1^2 / \{ [Y_B(0, \Omega) - Y_B(0, 0)]^2 + Y_M^2(0, \Omega) \}, \quad (22) \\ \bar{F}_u(\Omega, 0) = \bar{F}_m(\Omega, 0) + \bar{F}_\varphi(\Omega, 0).$$

Видно, что флукуационные характеристики МГ в точке  $\lambda = 0$  определяются поведением годографа колебательной системы  $Y_K(j\lambda) = Y_B(0, \Omega) + jY_M(0, \Omega)$ , параметром которого является текущая частота энергетических спектров флукуаций  $\Omega$ . Нормированные годографы и флукуационные характеристики генератора рассчитаны на ЭВМ при

различных сочетаниях параметров  $m_i = T_i/T_1$ ,  $p_i$  и т. д. ( $p_1 = P_1/P_{к1}$ ,  $P_1 = 0,5(U_{к0}^0)^2$  — мощность, рассеиваемая в первом контуре,  $P_{к1} = 0,5G_{к1}(U_{к0}^0)^2$  — полная мощность,  $p_2 = P_2/P_1$ ,  $P_2$  — мощность, рассеиваемая во втором контуре [3]). Связь коэффициентов  $A_i$  с параметрами  $p_i$  дается формулами

$$A_1 = (1 - p_1)^2 / (p_2 p_1^2), \quad A_2 = (1 - p_1) / (p_1 p_2) - 1.$$

На рис. 3а, б в качестве примера приведены два типа годографов трехконтурной системы, а на рис. 4а, б — соответствующие им флюктуационные характеристики при  $p_2 = 0,25$ ,  $\Phi = 2$  ( $\Phi$  — фактор регенерации). В качестве аппроксимирующего полинома  $i(u)$  АЭ использовалась кубическая парабола  $i(u) = S_1 u - S_3 u^3$ . Из анализа устойчивости [3] следует, что стационарный режим при  $\lambda = 0$  на рис. 3а, б устойчив. Для этого режима амплитудные флюктуации при  $\Omega T_1 < 1$  значительно меньше фазовых флюктуаций (рис. 4). Таким образом, форма спектральной линии, в основном, определяется фазовыми флюктуациями.

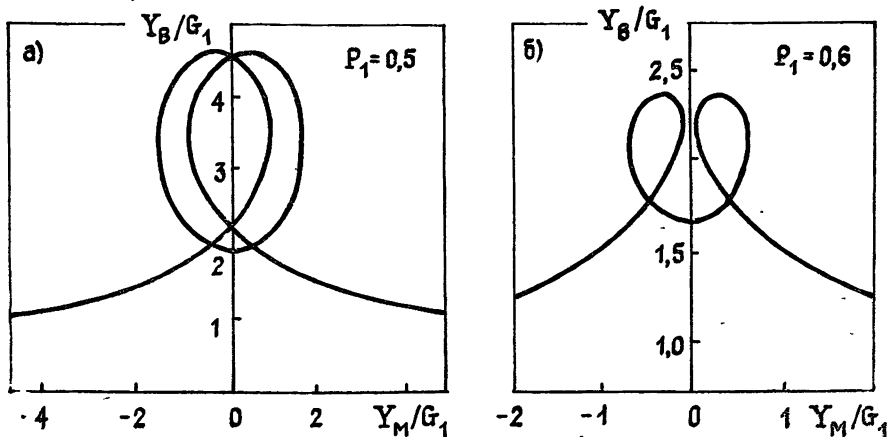


Рис. 3.

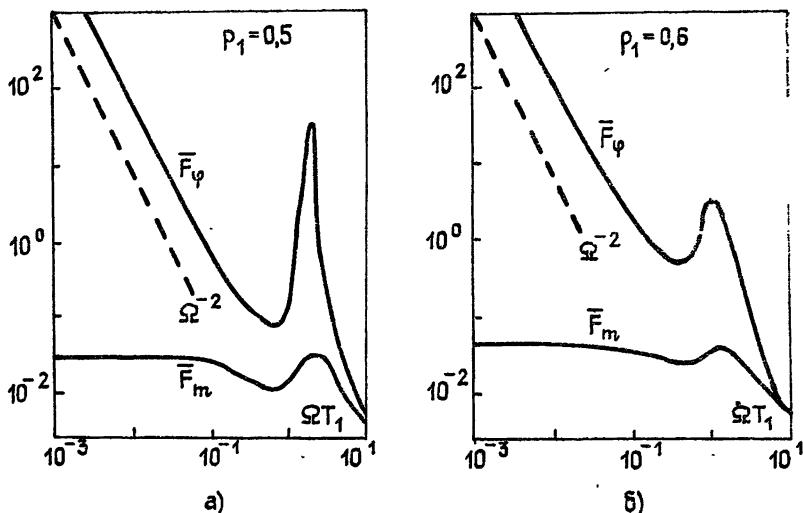


Рис. 4.

Из проведенного анализа следует, что в некоторой области расстройек  $\Omega T$  наблюдаются характерные всплески флюктуаций, которые постепенно уменьшаются из-за ослабления побочных резонансов (рис. 3). Наличие всплесков зависит от вида амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик многоконтурной колебательной системы.

С увеличением фактора регенерации  $\Phi$  амплитудные флуктуации уменьшаются, а фазовые флуктуации остаются без изменений.

Из (21), (22) следует, что при  $\Omega \rightarrow 0$  энергетический спектр  $\bar{F}_\varphi(\Omega, 0) \sim \Omega^{-2}$ , что характерно для флуктуаций фазы произвольного автономного генератора [6] (штриховые линии на рис. 4).

2. Исследуем двухконтурный генератор с резистивной связью между контурами. Положив в (20), (21)  $T_2=0$ , найдем уравнение нормированного годографа колебательной системы:

$$Y_B(0, \Omega)/G_1 = 1 + [A_1(1 + \Omega^2 T_1^2 m_3^2) + A_1 A_2] / [(1 + A_2)^2 + \Omega^2 T_1^2 m_3^2], \quad (23)$$

$$Y_M(0, \Omega)/G_1 = \Omega T_1 \{1 + A_1 A_2 m_3 / [(1 + A_2)^2 + \Omega^2 T_1^2 m_3^2]\}.$$

Семейство годографов и флуктуационных характеристик при  $p_2 = 0,25$  приведено на рис. 5а, б. Из анализа устойчивости стационарных режимов следует, что при  $Q_3 \geq 8Q_1(1 + A_2)^2 / (A_1 A_2)$  в системе возможны гистерезисные скачки мощности на участках, где  $\partial Y_M / \partial \lambda < 0$ . В точке  $\lambda = 0$  стационарный режим всегда устойчив, в отличие от схемы двухконтурного генератора с реактивной связью. Из рис. 4, 5 видно, что при одинаковых параметрах двухконтурного и трехконтурного генераторов амплитудные и фазовые флуктуации при  $\Omega T_1 < 0,5$  практически совпадают, а при  $\Omega T_1 > 0,5$  у двухконтурного генератора отсутствуют характерные всплески флуктуаций. Таким образом, двухконтурный генератор с резистивной связью обладает лучшими флуктуационными характеристиками.

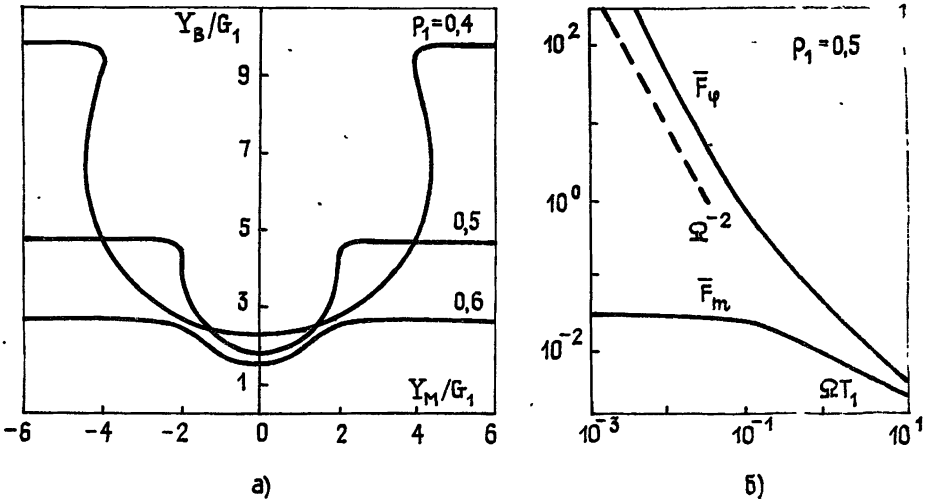


Рис. 5.

**Выводы. 1.** Предложен единый метод расчета флуктуаций в МГ при резонансных, резистивных и реактивных связях между контурами.

**2.** Для МГ на инерционном АЭ дано новое определение коэффициента стабилизации частоты  $S_n$  в произвольной стационарной точке и установлена связь между  $S_n$  и коэффициентом диффузии фазы  $D_n$ . Показано, что выигрыш в ширине спектральной линии МГ по сравнению с одноконтурным генератором равен квадрату коэффициента стабилизации частоты  $S_n^2$ .

**3.** Проведено сравнение флуктуационных характеристик трехконтурного генератора с реактивными связями и двухконтурного генератора с резистивной связью. Показано, что лучшими флуктуационными характеристиками обладает двухконтурный генератор.

Авторы искренне признательны А. В. Якимову за полезное обсуждение результатов работы.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Минакова И. И., Шапиро Е. Н. — Вестник МГУ. Сер. Физика, астрономия, 1970, 11, № 5, с. 540.
2. Минакова И. И. Автореферат диссертации. — М.: Гос. ун-т, 1977.
3. Богачев В. М. — Труды МЭИ, 1975, вып. 265, с. 12.
4. Васильев А. Н., Минина Г. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 1, с. 71.
5. Евтянов С. И., Кулешов В. Н. — Радиотехника и электроника, 1961, 6, № 4, с. 496.
6. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.
7. Богачев В. М., Лысенко В. Г., Смольский С. М. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1976, 19, № 5, с. 62.
8. Богачев В. М., Лысенко В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 8, с. 958.
9. Жалуд В., Кулешов В. Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. — М.: Сов. радио, 1977.
10. Богачев В. М., Смольский С. М. Исследование автоколебательных систем методом символических укороченных уравнений. — М.: МЭИ, 1980.
11. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию  
26 апреля 1985 г.,  
после доработки  
11 ноября 1985 г.

### FLUCTUATIONS IN MANY RESONATOR OSCILLATORS

*V. M. Bogachev, V. G. Lysenko*

General method for calculation of fluctuations in many resonator oscillators having resonance, resistance and reactance couples has been suggested. The relationship between the frequency stabilization coefficient of oscillator and the phase diffusion coefficient has been determined. The method has been illustrated by concrete examples.

---

### АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, т. 63, вып. 5, 1986 г.

Попов М. В. Корреляция флуктуаций интенсивности индивидуальных импульсов пульсара PSR 0329+54 на разных долготах среднего профиля.

Предложен метод кросскорреляционного анализа флуктуаций интенсивности индивидуальных импульсов пульсаров на различных долготах среднего профиля. С помощью этого метода проанализированы данные синхронных радиоастрономических наблюдений индивидуальных импульсов пульсара PSR 0329+54 на радиотелескопах системы дальней космической связи вблизи Евпаторий и Уссурийска на частоте 927 МГц. Интерпретация результатов анализа в рамках модели полярной шапки предполагает наличие неустойчивого дрейфа для 15—20% субимпульсов и указывает на смещение максимума центральной компоненты среднего профиля относительно меридиана, соединяющего полюс вращения и магнитный полюс нейтронной звезды.

Матвеевко Л. И. Вспышки мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$ .

Исследована пространственная структура вспышек мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$ . Высокая яркостная температура определяется направленностью излучения и, вероятно, связана с протопланетными кольцами. Излучение имеет высокую степень линейной поляризации.

---