

УДК 621.373.42

СТРУКТУРА СТОХАСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ АВТОГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В РЕЖИМЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ МОД

В. Б. Дихтяр

Рассмотрена модель генератора стохастических колебаний, возбуждаемых на падающем участке амплитудной характеристики в отсутствие воздействия каких-либо флуктуирующих сил. Показано, что в режиме сильной связи мод на каждом интервале конечной длительности основная энергия сосредоточена в одной из мод. Затем мощность перекачивается в другую моду и т. д. Стохастический характер колебаний в основном обусловлен случайностью несущей моды и непериодичностью времен перераспределения мощности из одной моды в другую.

Изучение механизмов стохастизации колебаний нелинейных динамических систем является одним из основных направлений современных исследований [1-6]. Динамические модели стохастических автогенераторов изучались в работах [2, 3, 7-9], откуда следует, что механизмы возбуждения стохастических колебаний в моделях автогенераторов с запаздыванием [7-9] и без запаздывания [2, 3] различны. В настоящей работе будут изучены особенности стохастических колебаний в автогенераторах с запаздыванием в режиме автомодуляционной неустойчивости (8).

Рассмотрим модель автогенератора, состоящую из последовательно соединенных и замкнутой цепью обратной связи: нелинейного усилителя (НУ), фильтра G^* и линии задержки с постоянным временем запаздывания τ (рис. 1).

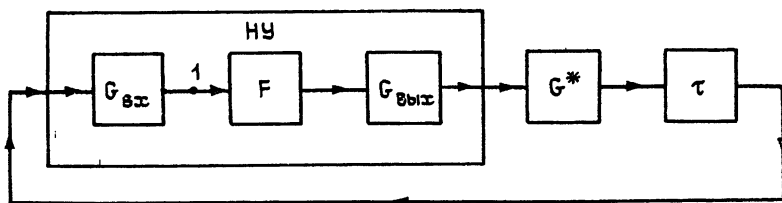


Рис. 1.

В радиотехнике нелинейный усилитель обычно представляют характеристикой мгновенных значений

$$E_{\text{вых}} = \delta f(E_{\text{вх}}) = \delta \left(\sum_{n=0}^{\infty} a_{2n+1} E_{\text{вх}}^{2n+1} + a_{2n} E_{\text{вх}}^{2n} \right). \quad (1)$$

Чтобы узнать особенности преобразования полигармонического колебания

$$E_{\text{вх}} = \sum_{s=1}^K A_s \cos \omega_s t, \quad (2)$$

надо подставить его в ряд (1) и произвести необходимые операции.

В результате можно получить следующее выражение для амплитуды частоты $\omega_{\Sigma} = p_1\omega_1 \pm p_2\omega_2 \pm \dots \pm p_K\omega_K$ на выходе нелинейного усилителя [10]:

$$(A_{\Sigma})_{\text{вых}} = \delta F_{\Sigma}(A_1, \dots, A_K) = \delta \sum_{p_1=h_1}^{\infty} \dots \sum_{p_K=h_K}^{\infty} \sum_{n_1=0}^{\infty} \dots \sum_{n_K=0}^{\infty} \times \\ \times \frac{2[2(n_1 + \dots + n_K) + p_1 + \dots + p_K]!}{(n_1 + p_1)! n_1! \dots (n_K + p_K)! n_K!} a_{2(n_1 + \dots + n_K) + p_1 + \dots + p_K} \times \quad (3) \\ \times (A_1/2)^{2n_1 + p_1} \dots (A_K/2)^{2n_K + p_K},$$

где n_s, p_s — целые числа, $h_1 + \dots + h_K = 1$, т. е. если одно из h равно 1, то все остальные равны 0.

Из уравнений лампы бегущей волны [11], клистрона [12], газовой среды [13, 14] следует [15, 16], что выражение (3) описывает их только в достаточно узкой полосе частот. Более точно любой нелинейный усилитель можно представить в виде трех последовательно соединенных элементов: фильтра $G_{\text{вх}}$, нелинейного элемента F и фильтра $G_{\text{вых}}$. Если на вход такой системы поступает полигармоническое колебание (2), то амплитуда частоты $\omega_{\Sigma} = p_1\omega_1 \pm \dots \pm p_K\omega_K$ на его выходе будет иметь вид

$$(A_{\Sigma})_{\text{вых}} = \delta G(\omega_{\Sigma})_{\text{вых}} F_{\Sigma} [M_{\Sigma 1} G(\omega_1)_{\text{вх}} A_1, \dots, M_{\Sigma K} G(\omega_K)_{\text{вх}} A_K] = \\ = \delta G(\omega_{\Sigma})_{\text{вых}} \sum_{p_1=h_1}^{\infty} \dots \sum_{p_K=h_K}^{\infty} \sum_{n_1=0}^{\infty} \dots \sum_{n_K=0}^{\infty} \times \quad (4) \\ \times \frac{2[2(n_1 + \dots + n_K) + p_1 + \dots + p_K]!}{(n_1 + p_1)! n_1! \dots (n_K + p_K)! n_K!} a_{(2n_1 + \dots + n_K) + p_1 + \dots + p_K} \times \\ \times \left[\frac{1}{2} M_{\Sigma 1} G(\omega_1)_{\text{вх}} A_1 \right]^{2n_1 + p_1} \dots \left[\frac{1}{2} M_{\Sigma K} G(\omega_K)_{\text{вх}} A_K \right]^{2n_K + p_K},$$

где $M_{\Sigma l}$ — параметр связи колебания частоты ω_{Σ} с колебанием частоты ω_l , $M_{\Sigma \Sigma} = 1$. При $G_{\text{вх}} \equiv G_{\text{вых}} \equiv M_{\Sigma l} \equiv 1$ выражения (3), (4) совпадают. При параметре связи $M_{\Sigma l} = \omega_{\Sigma}/\omega_l$ соотношение (4) позволяет точно описать клистрон [15]. Газовую среду и лампу бегущей волны (4) описывает хотя и приближенно, но точнее, чем (3).

В настоящей работе рассмотрению будет предположении, что параметр связи $M_{\Sigma l} \equiv 1$. Связь полигармонических колебаний друг с другом при $M_{\Sigma l}^2 > 0,5$ считается сильной. При $M_{\Sigma l} \equiv 1$ нелинейность полностью описывается характеристикой (1), и автоколебания на входе нелинейного элемента (рис. 1, точка 1) можно определить путем численного решения интегрального уравнения [17]. Однако оно требует настолько больших затрат машинного времени, что детальный анализ автогенераторов возможен, вообще говоря, только в режимах периодической генерации.

Вместо того, чтобы рассчитывать мгновенные значения колебаний, можно определять их амплитудные огибающие. Для этого надо составить $2K$ динамических уравнений для амплитуд и фаз K собственных частот (мод), попадающих в полосу генерации. Однако на основе [10] можно показать, что при $K > 10$ получающиеся уравнения громоздки и неразрешимы на ЭВМ. По этой причине необходимо развивать приближенные методы.

Из результатов численного счета и общих соображений следует [17–20], что если частотную характеристику $G(j\omega) = G_{\text{вх}} G_{\text{вых}} G^* =$

$= G(\omega) e^{j\varphi(\omega)}$ можно считать равномерной $G(\omega) \approx \text{const}$, а фазовую — линейной $\varphi(\omega) \approx c\omega$ и в полосу генерации попадает большое количество мод

$$\omega_s = \frac{2\pi(m+s)}{\tau+c}, \quad (5)$$

где m — целое число, $s = 1, 2, \dots, K$, то автогенератор можно приближенно рассчитать, задав начальную реализацию длительности времени задержки τ рядом (2), содержащим моды (5), и рассмотрев ее циркуляцию по системе в пренебрежении переходными процессами в фильтре. В общем виде алгоритм счета можно представить таким образом:

$$(A_s)_{l+1} = \delta G_s F_s[(A_1)_l, \dots, (A_K)_l], \quad (6)$$

где $l = 1, 2, 3, \dots$, $s = 1, 2, 3, \dots, K$, $G_s = G(\omega_s)$, функции F_s определяются соотношением (3), $(A_s)_l$ — значение амплитуды частоты ω_s в точке l (рис. 1) на интервале времени $(l-1)\tau - l\tau$. Данная методика при ряде ограничений справедлива для автогенераторов с произвольными фильтрами [17–19].

Ввиду громоздкости функций F_s детальный расчет многомодовых автогенераторов удастся провести, если решаются не более чем три из K каскадов (6). В частности, простейшее уравнение автогенератора с полосой пропускания меньше октавы можно получить в одномодовом приближении, если ограничиться одним из K уравнений (6):

$$(A_s)_{l+1} = \delta G_s F[(A_s)_l], \quad (7)$$

где $l = 1, 2, \dots$, $F(A) = \sum_{n=0}^{\infty} b_{2n+1} A^{2n+1} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2(2n+1)!}{(n+1)!n!} a_{2n+1} (A/2)^{2n+1}$ — амплитудная характеристика. Автогенератор, описываемый уравнением (7), можно исследовать графически методом диаграмм Ламерея [7, 8, 20]. Амплитуды $(A_s)_l$ самопроизвольно выходят на P -тактный предельный цикл

$$(A_s)_{l+1} = \delta G_s F[(A_s)_l], (A_s)_{l+2} = \delta G_s F[(A_s)_{l+1}], \dots, (A_s)_{l+P} = \\ = \delta G_s F[(A_s)_{l+P-1}] = (A_s)_l,$$

удовлетворяющий условию устойчивости

$$(\delta G_s)^P \prod_{i=0}^{P-1} \left| \frac{dF[(A_s)_{l+i}]}{d(A_s)_{l+i}} \right| < 1.$$

Предельные циклы с числом тактов $P \geq 2$ возможны при наличии у амплитудной характеристики падающего участка и выполнении условия автомодуляционной неустойчивости

$$\delta G_s \left. \frac{dF(A_s)}{dA_s} \right|_{\delta G_s F(A_s) = A_s} < -1. \quad (8)$$

В области P -тактных предельных циклов амплитуда колебаний промодулирована с периодом $P\tau$. Если при заданном усилении δ устойчивых циклов с конечным числом тактов не имеется, то амплитуда будет промодулирована по непериодическому закону. Диапазон значений параметра усиления δ , при которых возможна генерация колебаний того или иного типа, будем называть областями генерации. Причем, зоны генерации непериодических колебаний, функции автокорреляции (13) которых убывают до уровня 0,1 менее чем за $(10-20)\tau$, будем называть областями стохастичности [7, 8].

Анализ показывает [8], что при работе в пределах первого нарастающего и первого падающего участков амплитудных характеристик с увеличением усиления δ можно последовательно пройти следующие области предельных циклов с числом тактов $2 < P \leq 5$: $4 \rightarrow 5 \rightarrow 3 \rightarrow \rightarrow 5$ -тактных.

Между областями указанных предельных циклов находятся зоны стохастичности, где автогенератор вырабатывает стохастические колебания.

Графический анализ позволяет выделить два типа амплитудных характеристик. К типу I отнесем амплитудные характеристики, у которых падающий участок не пересекает ось входных амплитуд, а к типу II,

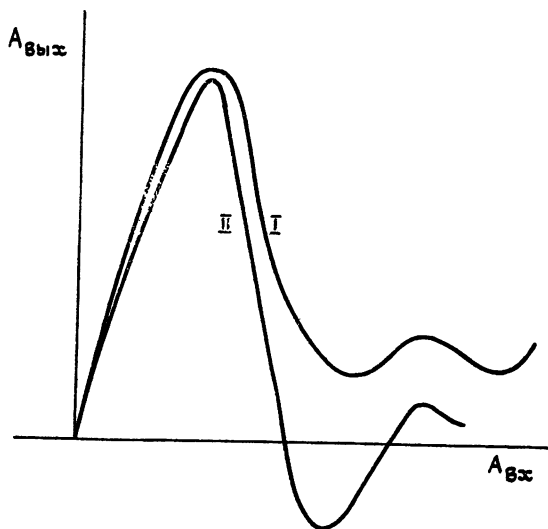


Рис. 2.

— у которых пересекает (рис. 2). Характеристики типа I в лучшем случае могут обеспечить 100-процентную модуляцию амплитуды несущей частоты. У такого сигнала 0,5 мощности приходится на несущую частоту и 0,5 мощности — на все остальные частоты. В автогенераторах с характеристиками типа II возможны колебания со сравнимой средней мощностью, приходящейся на каждую из мод. На интервалах же длительности времени задержки τ преобладающая мощность будет приходить на одну из мод.

Амплитудные характеристики

$$A_{\text{вых}} = \delta F(A_{\text{вх}}) = \delta A_{\text{вх}} (1 - \alpha A_{\text{вх}}^2 + A_{\text{вх}}^4), \quad (9)$$

где $1,49 < \alpha < 2,25$, δ — коэффициент усиления в линейном режиме, при $\alpha < 2$ относятся к типу I, а при $\alpha > 2$ — к типу II. Характеристики (9) с большими α обеспечивают генерацию всех видов колебаний, наблюдающихся при меньших α . Стохастические колебания достигимы при $\alpha > 1,92$.

Задача последующего рассмотрения — провести анализ автогенераторов с полосой пропускания меньшей октавы в трехмодовом приближении. Расчеты будут проводиться при конкретных амплитудных характеристиках (9). Однако найденный порядок следования областей генерации будет общим для любых амплитудных характеристик, типа изображенных на рис. 2. Начальную реализацию будем задавать рядом

$$E_{\text{вх}} = (A_1)_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + (A_0)_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + (A_{-1})_1 \cos(\omega_{-1} t + \varphi_{-1}),$$

где $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega$, $(A_0)_l \gg (A_{\pm 1})_l$ и

$$2\varphi_0 = \varphi_1 + \varphi_{-1}. \quad (10)$$

При произвольных фазах $\varphi_0, \varphi_{\pm 1}$ расчетные выражения получаются громоздкими и детальный анализ автогенераторов на ЭВМ средней мощности затруднителен. При начальных же условиях (10) время счета минимально [19]. На основе выражений (14) работы [19] в этом случае уравнения автогенератора в трехмодовом приближении можно представить таким образом:

$$\begin{aligned} (A_0)_{l+1} = & \delta G_0 \{ (A_0)_l - \alpha [(A_0^3)_l + 2(A_0)_l(A_1^2)_l + 2(A_0)_l(A_{-1}^2)_l + \\ & + (A_0)_l(A_1)_l(A_{-1})_l] + (A_0^5)_l + 6(A_0^3)_l(A_1^2)_l + 6(A_0^3)_l(A_{-1}^2)_l + \\ & + 8(A_0^3)_l(A_1)_l(A_{-1})_l + 3(A_0)_l(A_1^4)_l + 3(A_0)_l(A_{-1}^4)_l + 12(A_0)_l(A_1^2)_l(A_{-1}^2)_l + \\ & + 6(A_0)_l(A_1^3)_l(A_{-1})_l + 6(A_0)_l(A_1)_l(A_{-1}^3)_l \}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} (A_{\pm 1})_{l+1} = & \delta G_{\pm 1} \{ (A_{\pm 1})_l - \alpha [(A_{\pm 1}^3)_l + 2(A_0^2)_l(A_{\pm 1})_l + 2(A_{\pm 1})_l(A_{\mp 1}^2)_l + \\ & + (A_0^2)_l(A_{\mp 1})_l] + (A_{\pm 1}^5)_l + 3(A_{\pm 1})_l(A_{\mp 1}^4)_l + 6(A_0^2)_l(A_{\pm 1}^3)_l + 3(A_0^4)_l(A_{\pm 1})_l + \\ & + 12(A_0^2)_l(A_{\pm 1})_l(A_{\mp 1}^2)_l + 6(A_{\pm 1})_l(A_{\mp 1}^2)_l + 9(A_0^2)_l(A_{\pm 1})_l(A_{\mp 1})_l + \\ & + 3(A_0^2)_l(A_{\mp 1}^3)_l + 2(A_0^4)_l(A_{\mp 1})_l \}, \end{aligned}$$

где $(A_0)_l, (A_{\pm 1})_l$ — значения амплитуд частот $\omega_0, \omega_{\pm 1}$ в точке l (рис. 1) на интервале времени $(l-1)\tau - l\tau$. Данный алгоритм получен при фиксированном соотношении фаз (10). Однако знаки при амплитудах могут быть разными, поэтому на основе (11) можно выявить все основные области генерации. Например, если после ряда циркуляций знаки у всех амплитуд устанавливаются, причем амплитуды боковых частот имеют разные знаки:

$$A(t)_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + A(t)_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) - A(t)_{-1} \cos(\omega_{-1} t + \varphi_{-1}), \quad (12)$$

где $2\varphi_0 = \varphi_1 + \varphi_{-1}$, то в этих режимах фазировка амплитуд $A_{\pm 1}, A_0$ такая же, как и у фазово-модулированных колебаний. Если же знаки при амплитудах $A_0, A_{\pm 1}$ не устанавливаются, то это означает, что и фазы мод $\omega_0, \omega_{\pm 1}$ не устанавливаются.

Алгоритм (11) решался на ЭВМ при $\alpha = 1,98 \div 2,2$. Усиление δ в основном изменялось от 2,6 до 3,6 с шагом 0,02 и 0,1. В областях периодической генерации время установления колебаний не превышало нескольких сотен τ . Поэтому считалось, что в областях стохастичности достаточно вычислить реализации длительности (10000—20000) τ . По их последним 2000 значениям рассчитывались следующие параметры для амплитуд каждой из мод:

средние значения

$$\bar{A}_s = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L (A_s)_l,$$

средние квадратичные

$$\bar{A}_s^2 = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L (A_s^2)_l,$$

дисперсия

$$D_{A_s} = \bar{A}_s^2 - (\bar{A}_s)^2,$$

функции автокорреляции

$$K_{A_s M} = \frac{[1/(L - M)] \left[\sum_{l=1}^{L-M} (A_s)_l (A_s)_{l+M} \right] - (\bar{A}_s)^2}{D_{A_s}^2}, \quad (13)$$

где $M = 0, 1, 2, \dots, \ll L$, функции распределения вероятностей B_{A_s} .

Приведем результаты расчетов при равномерном коэффициенте передачи $G_0 = G_{\pm 1} = 1$. В этом случае области генерации 2-, 4-, 3-тактных предельных циклов, найденные в одномодовом приближении (7), сохраняются и при трехмодовом подходе (11). Т. е. в областях 2, 4, 3 (рис. 3) формируются амплитудно-модулированные колебания типа

$$A(t)_s \cos \omega_s t \quad (14)$$

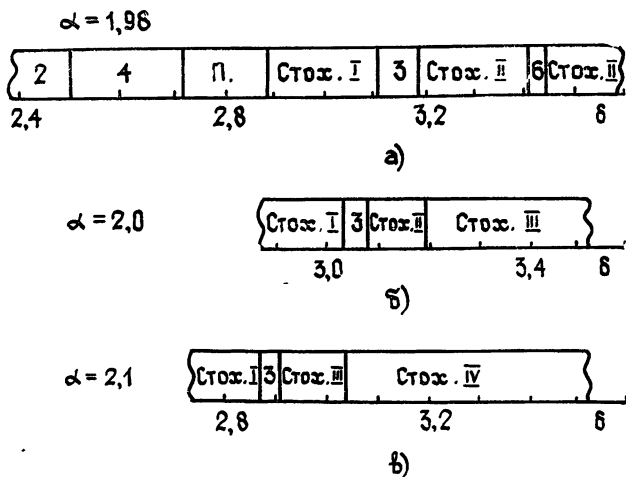


Рис. 3.

с периодом модуляции соответственно (2, 4, 3) τ . Предельные циклы более высокого порядка не наблюдались. Они, по-видимому, разрушаются нарастающими возмущениями на других модах. Однако возмож-

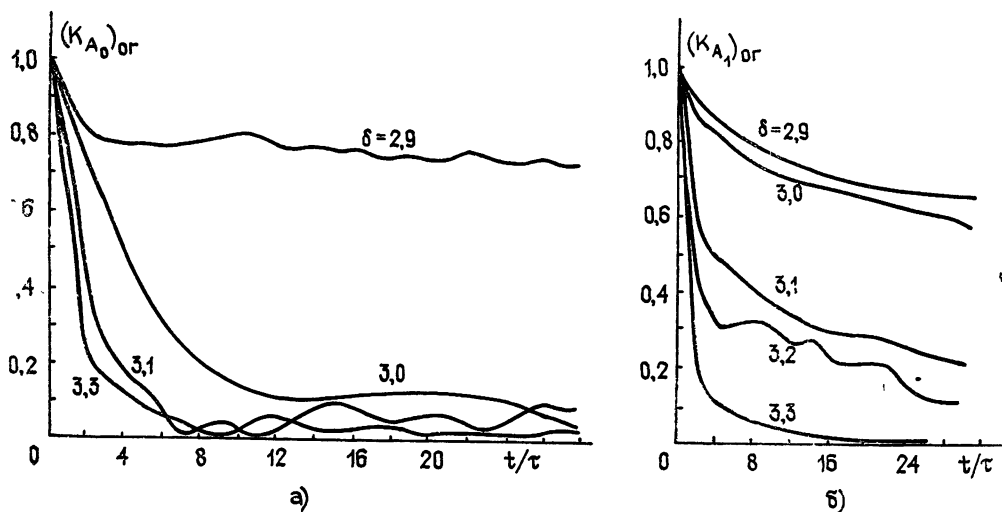


Рис. 4.

на генерация периодических колебаний типа (12) (рис. 3а, зона б). Последние режимы одномодовый подход (7) обнаружить не позволяет.

Типичные области генерации при $\alpha = 1,98$ изображены на рис. 3а. Первая область стохастичности (стох. I) следует после переходной зоны II. Здесь формируются непериодические колебания типа (12), у которых на каждом интервале времени τ амплитуда одной из боковых мод значительно больше, чем другой, и после каждой циркуляции они меняются местами. Поэтому в среднем на моды $\omega_{\pm 1}$ приходится одинаковая мощность. Глубина модуляции амплитуд боковых мод близка к 100%. У центральной же моды она очень мала. В начале области стох. I функция автокорреляции центральной моды убывает до уровня 0,1 за $(18-20)\tau$, а в конце — за $(10-12)\tau$ (рис. 4а). У боковых мод время затухания функции автокорреляции значительно больше (рис. 4б). На рис. 4 построены огибающие функций автокорреляции $(K_{A_s})_{ог}$. Огибающая функции распределения вероятностей $(B_{A_0})_{ог}$ центральной моды имеет форму колокола с крутыми склонами (рис. 5а). Максимум функции B_{A_0} приходится на амплитуду $A_0 = \bar{A}_0$. У боко-

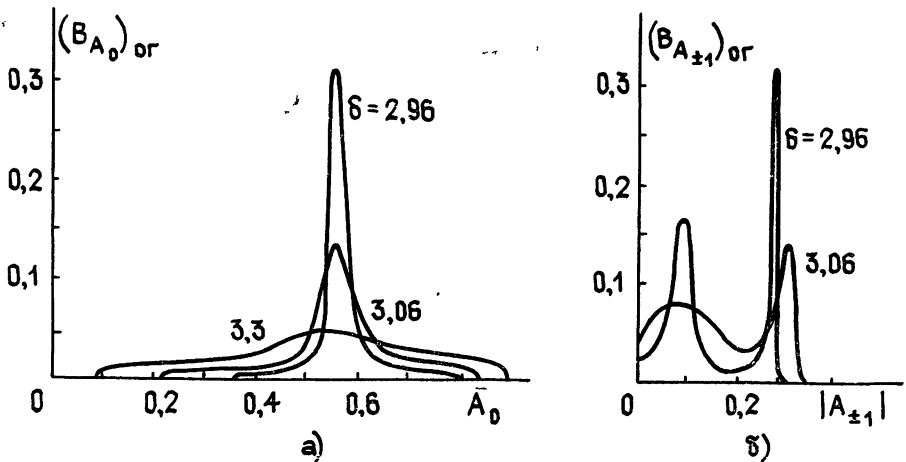


Рис. 5.

вых мод функция $B_{A_{\pm 1}}$ двугорбая и содержит амплитуды, близкие к нулю (рис. 5б). С ростом усиления δ диапазон возможных амплитуд расширяется. После области стох. I следует зона 3-тактных циклов ($3,11 < \delta < 3,19$), где амплитуды боковых мод давятся и формируется колебание типа (14). При $\delta > 3,19$ следует область стох. II. В ней устанавливаются колебания типа (12) с быстро убывающими функциями автокорреляции у каждой из мод (рис. 4, $\delta = 3,3$). Общий вид функций распределения вероятностей сохраняется, но диапазон возможных амплитуд больше, чем в области стох. I (рис. 5а, $\delta = 3,3$). Глубина модуляции центральной моды существенно возрастает. При дальнейшем увеличении усиления δ наблюдается последовательная смена областей периодических и стохастических типа II колебаний.

В областях стох. I, II мощность центральной моды больше мощности боковых мод $\frac{\bar{A}_2^2 + \bar{A}_{-1}^2}{\bar{A}_0^2} < 0,25$. При этом боковые моды существ-

венно влияют на функцию распределения вероятностей центральной моды. Как известно [8], функция распределения вероятностей в одномодовом приближении имеет ряд экстремумов. В трехмодовом же приближении функция B_{A_0} колоколообразна. Суммарная мощность ко-

лебаний в трехмодовом приближении несколько больше, чем в одномодовом, а дисперсия меньше.

Характеристика (9) с $\alpha = 2$ при $\delta < 3,19$ обеспечивает генерацию колебаний, аналогичных выше рассмотренным. Далее следует область

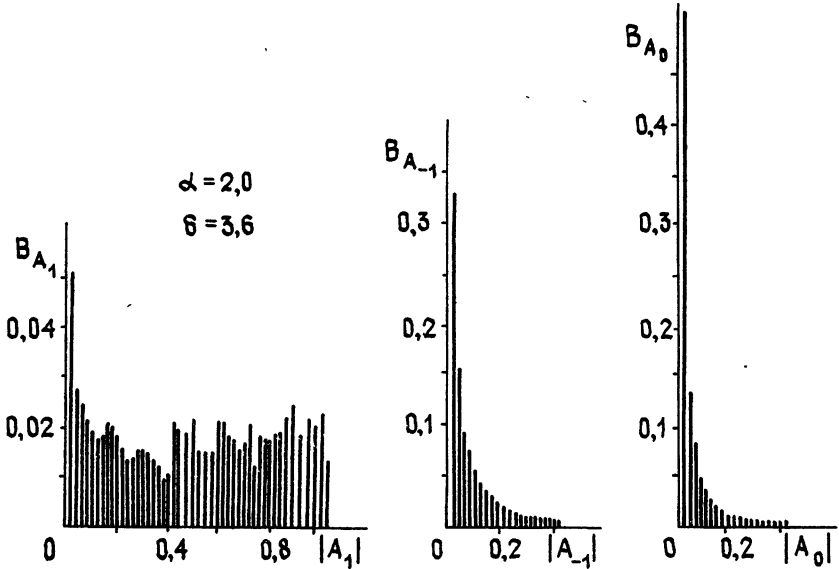


Рис. 6.

стох. III, где при $3,19 < \delta < 3,54$ центральная мода давится и устанавливается двухмодовое колебание, а при $\delta > 3,54$ — трехмодовое. Во всех случаях наибольшая средняя мощность приходится на одну из боковых мод $\frac{\overline{A_{-1}^2} + \overline{A_0^2}}{\overline{A_1^2}} < (0,05 \div 0,08)$, причем такое соотношение

амплитуд не зависит от начальных условий. В областях же стох. I, II при начальных амплитудах $(A_0)_1 \gg \gg (A_{\pm 1})_1$ устанавливается колебание (12), а при $(A_1)_1 \gg (A_0)_1$, $(A_{-1})_1$ — одномодовое стохастическое колебание типа (14). В области стох. III функции автокорреляции всех мод убывают до уровня 0,1 за (3—5) τ . Функции распределения вероятностей имеют максимум в окрестности наименьшей из возможных амплитуд (рис. 6).

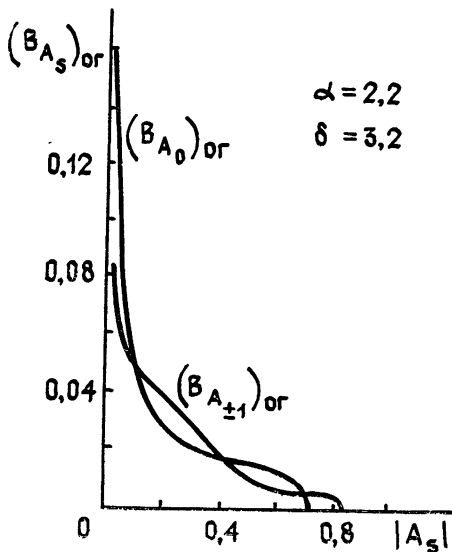


Рис. 7.

В областях стох. I—III спектр колебаний сильно неравномерен — основная доля мощности в нем приходится на одну из мод.

Качественно новый тип колебаний обеспечивает характеристики (9) с $\alpha > 2$ (рис. 2в, область стох. IV). В области стох. IV в течение нескольких десятков циркулирующей амплитуда одной из мод значительно больше других. Затем мощность

колебаний перекачивается в другую моду и т. д. В среднем же на больших интервалах времени на каждую из мод приходятся сравнимые мощности. При этом обычно $\overline{A_{\pm 1}^2} > \overline{A_0^2}$. Также близки по основным параметрам функции автокорреляции и распределения вероятностей (рис. 7).

В областях стох. I, II функции автокорреляции затухают, осциллируя относительно 0, имея на больших интервалах квазипериод 2τ (рис. 8а). В области стох. III на интервале 4τ имеет квазипериод 2τ только функция автокорреляции несущей частоты ω_s . В области стох. IV функции автокорреляции всех мод на интервалах $(5-20)\tau$ убывают монотонно и не имеют квазипериода (рис. 8б).

В области стох. I, II фазы мод всегда фиксированы; в области стох. III фиксирована фаза несущей частоты; в области стох. IV рассматриваемой модели фазы всех мод изменяются хаотически.

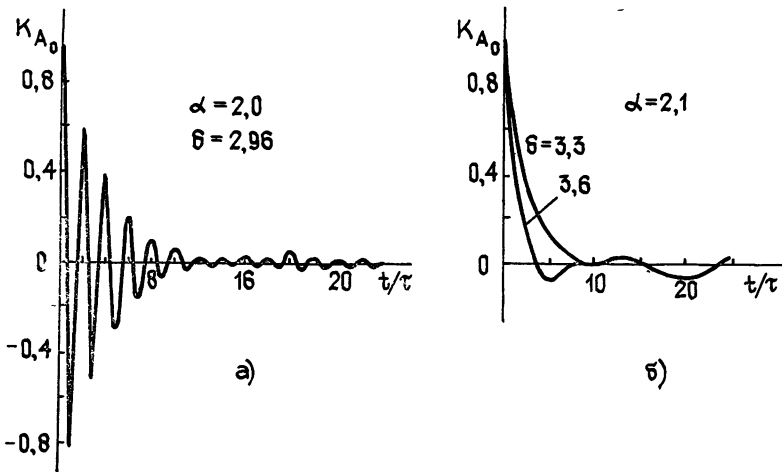


Рис. 8.

Таким образом, если реализацию длительности времени задержки τ , вырабатываемую автогенератором в режиме сильной связи мод, периодически продолжить и разложить в ряд Фурье, то амплитуда одной из мод разложения будет значительно больше других. Генерация стохастических колебаний со спектром, близким к равномерному, достижима при амплитудных характеристиках типа II в областях стох. IV, где в течение нескольких десятков циркуляций амплитуда одной из мод значительно больше других. Затем происходит перескок на другую моду. Стохастический характер колебаний обусловлен неперiodичностью момента перескока, случайностью несущей моды, неперiodическим характером изменения величины амплитуд.

Нетрудно показать, что в режиме слабой связи мод разложение в ряд Фурье реализаций длительности времени задержки τ содержит все моды со сравнимыми амплитудами. Причем возможны как периодические, так и стохастические автоколебания.

Расчеты показывают, что структура стохастических автоколебаний при седлообразной частотной характеристике $\left(\frac{G_{\pm 1}}{G_0} > 1\right)$ аналогична выше описанной. Интегральная мощность примерно сохраняется, а положение областей генерации несколько смещено.

При колоколообразной частотной характеристике $\left(\frac{G_{\pm 1}}{G_0} < 1\right)$ возбуждение стохастических колебаний затрудняется. Например, при $\frac{G_{\pm 1}}{G_0} = 0,9$ и усилениях, соответствующих областям стох. I, II системы с равномерной частотной характеристикой, устанавливаются только периодические колебания [18]. Если же усиления δG_s каждой из собственных частот соответствуют областям стох. III, IV, найденным при $\frac{G_{\pm 1}}{G_0} = 1$, то стохастические колебания формируются независимо от начальных условий и формы частотных характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заславский Г. М., Чириков Б. В. — УФН, 1971, 105, № 1, с. 3.
2. Рабинович М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 4, с. 477.
3. Рабинович М. И. — УФН, 1978, 125, № 1, с. 123.
4. Монин А. С. — УФН, 1978, 125, № 1, с. 97.
5. Борн М. — Физика в жизни моего поколения. Сб. статей. — М.: ИЛ, 1963.
6. Улам С. Нерешенные математические задачи. — М.: Наука, 1964.
7. Кислов В. Я., Залогин Н. Н., Мясин Е. А. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 6, с. 1118.
8. Дихтяр В. Б., Кислов В. Я. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 8, с. 1564.
9. Рогашкова А. И., Дихтяр В. Б., Рогашков С. А. — Радиотехника и электроника, 1973, 18, № 5, с. 1075.
10. Аболици И. А., Басик И. В. и др. Дальняя связь. — М.: Связьиздат, 1962.
11. Железовский Б. Е., Кальянов Э. В. Многочастотные режимы в приборах СВЧ. — М.: Связь, 1978.
12. Петров Б. М. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1967, вып. 6, с. 21.
13. Лэмб У. — Сб. статей Квантовая оптика и квантовая радиофизика. — М.: Мир, 1966.
14. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. /Под ред. Ю. Л. Климонтовича. — М.: Наука, 1974.
15. Дихтяр В. Б. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 12, с. 2581.
16. Дихтяр В. Б., Парамонов Б. М. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 3, с. 643.
17. Дихтяр В. Б., Кислов В. Я. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 10, с. 2141.
18. Дихтяр В. Б. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 11, с. 2341.
19. Дихтяр В. Б. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 5, с. 969.
20. Бовшверов В. М. — ЖТФ, 1936, 6, с. 1480.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
19 октября 1979 г.

STRUCTURE OF STOCHASTIC AUTOGENERATOR OSCILLATIONS WITH
A DELAY IN THE REGIME OF A STRONG MODE COUPLING

V. B. Dikhtyar

A generator model of stochastic oscillations is considered. The oscillations are excited on an incident section of the amplitude characteristic in the absence of action of any fluctuating forces. It is shown, that in the regime of a strong coupling at each interval of the finite duration the basic energy is concentrated in one of the modes. Then, the power is repumped in another mode, etc. The stochastic character of oscillations is mainly due to a random nature of a carrying mode and unperiodicity of the power redistribution from one mode into another.