а соотношение неопределенностей (15) теперь имеет вид

$$4\,\overline{\Delta u_k^2}\;\overline{\Delta p_k^2} = \hbar^2 (1 + m^4 \lambda^{-2} u_0^2),\ k = 1, 2,$$

и минимально только в «начальный момент» $u_0 = 0$. Это связано с тем, что, как это видно из (19), волновой пакет хотя и сосредоточен в окрестности классической траектории, однако здесь его ширина с течением времени возрастает пропорционально $m^{-1}(1+m^4\lambda^{-2}u_0)^{1/2}$, т. е. пакет расплывается.

Переходя к пределу $\hbar \to 0$ в (19), (20), получим непрерывный переход к частично-когерентным состояниям свободного электрона; при этом операторы (18) сохраняют свой смысл.

Рассмотренные примеры наглядно иллюстрируют тот факт, что в общем случае возможны два типа когерентных состояний — либо волновой пакет сосредоточен во все моменты времени в окрестности классической траектории и не расплывается (вообще говоря, это исключительные случаи), либо с течением времени (как правило) расплывается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Schrödinger E. Naturwiss., 1926, **14**, p. 664. (Русский перевод: Э. Шредингер. Избранные труды по квантовой механике. М.: Наука, 1976, с. 51.) [2] Малкин И. А., Манько В. И. Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем. М.: Наука, 1979. [3] Квантовая электродинамика с внешним полем. Сб. статей. Изд. Томского ун-та. Томск, 1977. [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973. [5] Janussis A. Zeit. Phys., 1966, **190**, p. 129. [6] Volkov D. M. Zeit. Phys., 1935, **94**, p. 250. [7] Волков Д. М. ЖЭТФ, 1937, **7**, с. 1286. [8] Багров В. Г., Бухбиндер И. Л., Гитман Д. М. Деп. ВИНИТИ № 924—76 Деп. [9] Bagrov V. G., Buchbinder I. L., Gitman D. M. J. Phys., 1976, **A9**, p. 1955. [10] Dodonov V. V., Malkin I. A., Man'ko V. I. Physica, 1976, **A82**, p. 113.

Поступила в редакцию
05.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 621.374.4

ВНЕШНЕЕ ФАЗОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА НЕЛИНЕЙНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ДЕЛИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ

Л. В. Балакин, В. И. Медведев

(кафедра физики колебаний)

Основной отличительной особенностью рассмотренных ранее [1—6] электромеханического и электрического фазочувствительных нелинейно-параметрических делителей частоты в большое число раз в одном каскаде является выполнение для них фазового условия когерентности исходного и «поделенного» колебаний. Это означает, что такие делители частоты кроме значительно более высокой кратности деления m на один каскад по сравнению с делителями на триггерных схемах и блокинг-генераторах обладают также возможностью **деления фазы** исходного гармонического колебания в m раз. При этом естественно возникает вопрос о переходных процессах в таких системах, т. е. о поведении амплитуды и фазы поделенного колебания во времени при различных законах изменения внешнего фазового воздействия на нелинейно-параметрический (НП) делитель частоты, которое может быть регулярным или паразитным. Рассмотрим поведение НП делителя

частоты при изменении фазы делимого колебания по закону $\omega t+\eta(t)$, где $\eta(t)$ — в общем случае произвольная функция. В работе [6] рассмотрен электрический вариант НП делителя частоты, процесс деления в котором описывается уравнением

$$\ddot{u}+u=\frac{P(u,\dot{u})\cos\omega t}{\Omega^2}-\frac{\alpha(u)}{\Omega}\dot{u}+\frac{\beta(u)}{\Omega}u\dot{u}+\frac{\Omega^2-\Omega_0^2}{\Omega^2}u, \tag{1}$$

где производные берутся по времени $\tau=\omega t$, ω — частота внешнего делимого колебания, $\Omega=\omega/m$ — частота поделенных колебаний, Ω_0 — собственная частота колебательной системы, m — кратность деления, $\alpha(u)$, $\beta(u)$ — некоторые коэффициенты, зависящие от амплитуды поделенных колебаний, параметров делителя и определяющие нелинейное затухание колебательной системы, $P(u,\dot{u})$ — амплитуда внешнего воздействия. Взаимодействие между колебательной системой делителя и напряжением делимой частоты осуществляется вблизи $u=0$ и равно

$$P(u,\dot{u})=P_0\left[\sigma(\tau-\varphi)-\sigma\left[\tau-\left(\varphi+\Omega\frac{T}{2}\right)\right]\right], \tag{2}$$

где σ — единичная функция, а $T=2\pi/\omega$.

Будем искать решение уравнения (1) методом медленно-меняющихся амплитуд для амплитуды A и фазы φ в форме

$$u=A(\tau)\sin[\tau-\varphi(\tau)];$$

$$\dot{A}=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\mu f(u,\dot{u})\cos(\tau-\varphi)\,d\tau,$$

$$A\dot{\varphi}=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\mu f(u,\dot{u})\sin(\tau-\varphi)\,d\tau, \tag{3}$$

где

$$\mu f(u\dot{u})=\frac{P(u,\dot{u})}{\Omega^2}\cos[\omega t+\eta(t)]-\frac{\alpha(u)}{\Omega}\dot{u}+\frac{\beta(u)}{\Omega}u\dot{u}+\frac{\Omega^2-\Omega_0^2}{\Omega^2}u.$$

Тогда укороченные уравнения приобретут вид

$$\dot{A}=\frac{P_1\cos\varphi+P_2\sin\varphi}{2\Omega^2}-\delta A-\delta_1(A)A,$$
$$\dot{\varphi}=\frac{P_2\cos\varphi-P_1\sin\varphi}{2\Omega^2 A}-\frac{\Omega_0-\Omega}{\Omega}, \tag{4}$$

где $\delta=3-K_0$, $\delta_1=-(3/8)a_2A^2$, K_0 — коэффициент передачи, a_2 — коэффициент нелинейности делителя частоты [6],

$$P_1=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}P(u,\dot{u})\cos m\tau\cdot\cos\tau\cdot\cos\eta(\tau)\,d\tau-$$
$$-\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}P(u,\dot{u})\sin m\tau\cdot\cos\tau\cdot\sin\eta(\tau)\,d\tau,$$
$$P_2=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}P(u,\dot{u})\cos m\tau\cdot\sin\tau\cdot\cos\eta(\tau)\,d\tau- \tag{5}$$

$$-\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} P(u, \dot{u}) \sin m\tau \cdot \sin\tau \cdot \sin\eta(\tau)\, d\tau.$$

При физически оправданном условии, что изменение $\eta(\tau)$ за период колебаний в делителе частоты мало, т. е.

$$\Delta\cos\eta \ll 1, \qquad \Delta\cos\eta = -\sin\eta\cdot\dot{\eta}\cdot\Delta t,$$

при $\Delta t = T = 2\pi/\Omega$ получим достаточное условие

$$|\dot{\eta}| \ll \Omega/2\pi. \tag{6}$$

Используя соотношения (2), (6) и полагая $m \gg 1$, можно вычислить P_1 и P_2:

$$\begin{aligned} P_1 &= \cos\eta\left[-\frac{P_0}{\pi m}\sin m\varphi\left(2\cos\varphi - \frac{\pi}{m}\sin\varphi\right)\right] + \\ &+ \sin\eta\left[-\frac{P_0}{\pi m}\cos m\varphi\left(2\cos\varphi - \frac{\pi}{m}\sin\varphi\right)\right], \\ P_2 &= \cos\eta\left[-\frac{P_0}{\pi m}\sin m\varphi\left(2\sin\varphi + \frac{\pi}{m}\cos\varphi\right)\right] + \\ &+ \sin\eta\left[-\frac{P_0}{\pi m}\cos m\varphi\left(2\sin\varphi + \frac{\pi}{m}\cos\varphi\right)\right]. \end{aligned} \tag{7}$$

Подставляя P_1 и P_2 в (4) и переходя ко времени t, получаем систему укороченных уравнений

$$\begin{aligned} \dot{A} &= -\frac{P_0}{\pi m\Omega}\sin(m\varphi + \eta) - [\delta + \delta_1(A)]\,\Omega A, \\ \dot{\varphi} &= -(\Omega_0 - \Omega) - \frac{\pi}{mA}\cdot\frac{P_0}{\pi m\Omega}\sin(m\varphi + \eta). \end{aligned} \tag{8}$$

Произведя в (8) замену $m\varphi + \eta = m\varphi'$, найдем изменение амплитуды A и фазы φ поделенного колебания в области деления относительно стационарных значений A_0 и φ_0 в зависимости от $\eta(t)$.

Вводим обозначения: $\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi$, $\varphi' = \varphi_0 + \Delta\varphi'$, $A = A_0 + \Delta A$ и получаем

$$\Delta\varphi' = \Delta\varphi + \eta/m. \tag{9}$$

Разложим в ряд Тейлора правые части (8) по степеням ΔA и $\Delta\varphi'$ и получим соотношения, позволяющие пренебречь членами от второй степени и выше:

$$\frac{\Delta A}{A_0} \ll 1, \ \Delta\varphi' \ll \frac{1}{m} \text{ рад } (\text{для } m\varphi_0 = -\pi/4), \ \frac{|\dot{\eta}|}{\Omega} \ll 2\delta_1(A_0). \tag{10}$$

Тогда приходим к системе уравнений

$$\dot{\Delta A} = a_{11}\Delta A + a_{12}\Delta\varphi', \quad \dot{\Delta\varphi'} = a_{21}\Delta A + a_{22}\Delta\varphi' + \dot{\eta}/m, \tag{11}$$

где

$$\begin{aligned} a_{11} &= -\delta\Omega - 3\delta_1(A_0)\,\Omega, \ a_{12} = -\frac{P_0}{\pi\Omega}\cos m\varphi_0, \\ a_{21} &= \frac{P_0}{2m^2 A_0^2\,\Omega}\sin m\varphi_0, \ a_{22} = -\frac{P_0}{2mA_0\,\Omega}\cos m\varphi_0. \end{aligned} \tag{12}$$

Дифференцируя, преобразуем уравнения (11) к виду

$$\Delta^{\cdot\cdot}A-(a_{11}+a_{22})\,\Delta^{\cdot}A+(a_{11}a_{22}-a_{12}a_{21})\,\Delta A=a_{12}\frac{\dot{\eta}}{m}, \tag{13}$$

$$\Delta^{\cdot\cdot}\varphi'-(a_{11}+a_{22})\,\Delta^{\cdot}\varphi'+(a_{11}a_{12}-a_{12}a_{21})\,\Delta\varphi'=\frac{\ddot{\eta}}{m}-a_{11}\frac{\dot{\eta}}{m}. \tag{14}$$

Переходя в (14) к $\Delta\varphi$ и используя равенство (9), получим

$$\Delta^{\cdot\cdot}\varphi-(a_{11}+a_{22})\,\Delta^{\cdot}\varphi+(a_{11}a_{22}-a_{12}a_{21})\,\Delta\varphi=a_{22}\frac{\dot{\eta}}{m}-$$
$$-(a_{11}a_{22}-a_{12}a_{21})\frac{\eta}{m}. \tag{15}$$

Предположим, что система находилась в стационарном состоянии, т. е. $A=A_0$ и $\varphi=\varphi_0$; тогда в начальный момент ($\tau=0$)

$$\Delta A(0)=0 \text{ и } \Delta\varphi(0)=0. \tag{16}$$

Подставляя (16) в (11), находим

$$\Delta^{\cdot}A(0)=a_{12}\frac{\eta(0)}{m},\quad \Delta^{\cdot}\varphi(0)=a_{22}\frac{\eta(0)}{m}. \tag{17}$$

Решения уравнений (13) и (15) при начальных условиях (16) и (17) имеют вид

$$\Delta A=\frac{a_{12}}{m(\lambda_1-\lambda_2)}\left[\eta(0)\,(e^{\lambda_1 t}-e^{\lambda_2 t})+e^{\lambda_1 t}\int_0^t\dot{\eta}\,e^{-\lambda_1\tau}d\tau-e^{\lambda_2 t}\int_0^t\dot{\eta}\,e^{-\lambda_2\tau}\,d\tau\right], \tag{18}$$

$$\Delta\varphi=-\frac{\eta}{m}+\frac{1}{m(\lambda_1-\lambda_2)}\{\eta(0)\,[e^{\lambda_1 t}(a_{22}-\lambda_2)-e^{\lambda_2 t}(a_{22}-\lambda_1)]\}+$$
$$+(a_{22}-\lambda_2)\,e^{\lambda_1 t}\int_0^t\dot{\eta}\,e^{-\lambda_1\tau}d\tau-(a_{22}-\lambda_1)\,e^{\lambda_2 t}\int_0^t\dot{\eta}\,e^{-\lambda_2\tau}d\tau, \tag{19}$$

где

$$\lambda_{1,2}=\frac{a_{11}+a_{22}}{2}\pm\sqrt{\frac{(a_{11}+a_{22})^2}{4}-(a_{11}a_{22}-a_{12}a_{21})}\,. \tag{20}$$

Используя (8) и (12) при $\eta=0$, $\dot{A}=0$, $\dot{\varphi}=0$, можно качественно построить графики зависимости λ_1 и λ_2 от стационарной фазы низкочастотного колебания в области деления частоты, которые имеют вид, показанный на рис. 1.

Рассмотрим поведение ΔA и $\Delta\varphi$ во времени при некоторых частных зависимостях $\eta(t)$.

1. $\eta=\eta(0)=\eta_0>0$. В этом случае уравнения (18) и (19) примут вид

$$\Delta A=\frac{a_{12}\eta_0}{m(\lambda_1-\lambda_2)}\,[e^{\lambda_1 t}-e^{\lambda_2 t}],$$

$$\Delta\varphi=-\frac{\eta_0}{m}+\frac{\eta_0}{m(\lambda_1-\lambda_2)}\,[(a_{22}-\lambda_2)\,e^{\lambda_1 t}-(a_{22}-\lambda_1)\,e^{\lambda_2 t}].$$

Соответствующие графики показаны на рис. 2. Максимум отклонения амплитуды при таком скачке фазы внешнего воздействия получается при $t_1=\frac{1}{\lambda_1-\lambda_2}\ln\lambda_2/\lambda_1$. Общее время релаксации системы опреде-

ляется величиной $t_2 \simeq 1/\lambda_1$ (поскольку $|\lambda_2| \gg |\lambda_1|$ в области деления, см. рис. 1).

2. Пусть $\eta = \varkappa t$, $\varkappa > 0$ (сдвиг по частоте). Тогда система (18), (19) примет вид

$$\Delta A = \frac{\varkappa a_{12}}{m \lambda_1 \lambda_2} \left[1 - \frac{\lambda_1 \lambda_2 (e^{\lambda_1 t} - e^{\lambda_2 t})}{\lambda_1 - \lambda_2} \right],$$

$$\Delta \varphi = -\frac{\varkappa t}{m} - \frac{\varkappa a_{11}}{m \lambda_1 \lambda_2} + \frac{\varkappa}{m(\lambda_1 - \lambda_2)} \left[\frac{a_{22} - \lambda_2}{\lambda_1} e^{\lambda_1 t} - \frac{a_{22} - \lambda_1}{\lambda_2} e^{\lambda_2 t} \right].$$

В этом случае, так же как и в предыдущем, время релаксации системы равно $t_2 \simeq 1/\lambda_1$. Соответствующие графики показаны на рис. 3.

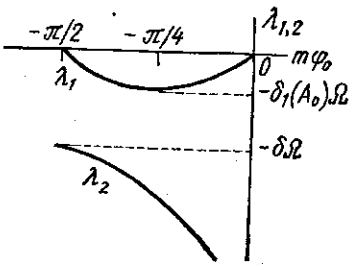

Рис. 1. Зависимость λ_1 и λ_2 от стационарной фазы $m\varphi_0$ и параметров делителя частоты

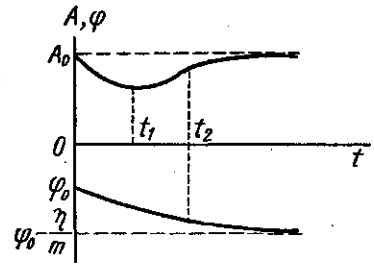

Рис. 2. Установление стационарных значений амплитуды и фазы делителя частоты при изменении фазы делимого колебания на $\eta_0 > 0$

3. Рассмотрим наиболее общий случай внешнего фазового воздействия на НП делитель частоты. В «стационарном» режиме ($t \gg \lambda_1^{-1}$, λ_2^{-1}), когда затухают члены, отвечающие начальным значениям при $t = 0$, уравнения (18), (19) примут вид

$$\Delta A = \frac{a_{12}}{m(\lambda_1 - \lambda_2)} \left(e^{\lambda_1 t} \int_0^t \dot{\eta} e^{-\lambda_1 \tau} d\tau - e^{\lambda_2 t} \int_0^t \dot{\eta} e^{-\lambda_2 \tau} d\tau \right),$$

$$\Delta \varphi = -\frac{\eta}{m} + \frac{1}{m(\lambda_1 - \lambda_2)} \left[(a_{22} - \lambda_2) e^{\lambda_1 t} \int_0^t \dot{\eta} e^{-\lambda_1 \tau} d\tau - (a_{22} - \lambda_1) e^{\lambda_2 t} \int_0^t \dot{\eta} e^{-\lambda_2 \tau} d\tau \right]. \quad (21)$$

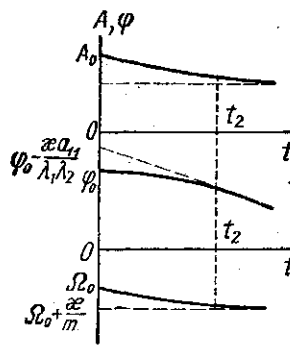

Рис. 3. Установление стационарных значений амплитуды и частоты делителя при изменении фазы делимого колебания по закону $\omega t + \varkappa t (\varkappa > 0)$

Запишем внешнее воздействие η через интеграл Фурье:

$$\eta = \eta(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega'. \quad (22)$$

Тогда, подставляя (22) в (21) и используя условие «стационарности» ($t \to \infty$), при котором

$$e^{\lambda_{1,2} t} \int_0^t \dot{\eta} e^{-\lambda_{1,2} \tau} d\tau = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega'}{j\omega' - \lambda_{1,2}} \hat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega',$$

получаем «вынужденные» динамические вариации амплитуды и фазы НЧ колебания:

$$\Delta A = \frac{a_{12}}{m(\lambda_1 - \lambda_2)} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega'}{j\omega' - \lambda_1} \widehat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega' - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega'}{j\omega' - \lambda_2} \widehat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega' \right],$$

$$\Delta \varphi = -\frac{\eta}{m} + \frac{1}{m(\lambda_1 - \lambda_2)} \left[(a_{22} - \lambda_2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega'}{j\omega' - \lambda_1} \widehat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega' - \right.$$

$$\left. - (a_{22} - \lambda_1) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega'}{j\omega' - \lambda_2} \widehat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega' \right]. \qquad (23)$$

Рассмотрим два случая, при которых спектр внешнего фазового воздействия $\widehat{S}(\omega')$ подчиняется следующим условиям:

а) спектр $\widehat{S}(\omega')$ ограничен в области высоких частот, а верхняя граничная частота спектра $\omega_в'$ подчиняется условиям

$$\frac{\omega_в'}{\lambda_1} \ll 1, \quad \frac{\omega_в'}{\lambda_2} \ll 1; \qquad (24)$$

б) спектр $\widehat{S}(\omega')$ ограничен в области низких частот, а нижняя граничная частота спектра $\omega_н'$ подчиняется условиям

$$\frac{\lambda_1}{\omega_н'} \ll 1, \quad \frac{\lambda_2}{\omega_н'} \ll 1. \qquad (25)$$

В первом случае (условие (24)) с точностью до второй производной можно записать следующее соотношение:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega'}{j\omega' - \lambda_{1,2}} \widehat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega' = \frac{1}{2\pi\lambda_{1,2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega'}{(j\omega'/\lambda_{1,2}) - 1} \times$$

$$\times \widehat{S}(\omega') e^{j\omega' t} d\omega' = -\frac{1}{\lambda_{1,2}} \dot{\eta} - \frac{1}{\lambda_{1,2}^2} \ddot{\eta},$$

и тогда система (23) приобретает вид

$$\Delta A = \frac{a_{12}}{m\lambda_1\lambda_2} \dot{\eta} + \frac{a_{12}}{m\lambda_1\lambda_2} \ddot{\eta} \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right),$$

$$\Delta \varphi = -\frac{\eta}{m} - \frac{a_{11}}{m\lambda_1\lambda_2} \dot{\eta} + \frac{\ddot{\eta}}{m\lambda_1\lambda_2} \left(1 - \frac{a_{11}}{\lambda_1} - \frac{a_{11}}{\lambda_2} \right). \qquad (26)$$

Из уравнения для фазы системы (26) можно получить частоту поделенного колебания, которая равна

$$\widetilde{\Omega} = \frac{d}{dt} [\Omega t - \varphi] = \Omega - \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega + \dot{\eta}}{m} + \frac{a_{11}}{m\lambda_1\lambda_2} \ddot{\eta} -$$

$$- \frac{1}{m\lambda_1\lambda_2} \dddot{\eta} \left(1 - \frac{a_{11}}{\lambda_1} - \frac{a_{11}}{\lambda_2} \right). \qquad (27)$$

Если предположить гармонический закон для фазовой модуляции $\eta(t)$, т. е. $\dot{\eta} = \tilde{\eta} \sin \omega_в' t$, где $\omega_в'$ подчиняется условию (24), а

$$\dot{\eta}_{макс} \ll \frac{2\delta_1(A_0) a_{22} \Omega}{a_{11}}; \ \delta_1(A_0) = -(3/8) a_2 A_0^2,$$

то колебание поделенной частоты $\tilde{\Omega}$ будет следить за изменениями делимой частоты с точностью

$$\frac{a_{11} \omega_в'}{m \lambda_1 \lambda_2} \sim \frac{\omega_в'}{m \lambda_1},$$

что следует из оценки членов уравнения (27) с учетом (24).

Таким образом, чем лучше выполняются условия (24), тем точнее режим деления частоты. С такой же точностью изменение амплитуды поделенного колебания будет следовать за частотой делимого колебания. Этот режим работы НП делителя частоты, характеризующийся преобразованием частотной модуляции в амплитудную (ЧМ → АМ), может быть использован в различных радиотехнических устройствах, в частности при контроле стабильности частоты и медленных ее изменений.

Во втором случае уравнения (23) с точностью до условий (25) примут вид

$$\Delta A = 0, \ \Delta\varphi = 0, \tag{28}$$

что означает, что если нижняя граничная частота $\omega_н'$ спектра внешнего фазового воздействия $\hat{S}(\omega')$ значительно превосходит λ_1 и λ_2, а амплитуды гармоник спектра $\hat{S}(\omega')$ подчиняются условию

$$\dot{\eta}_{макс} \ll \frac{2\delta_1(A_0) a_{22} \Omega}{a_{11}} \sim 2\delta_1(A_0) \Omega; \ \delta_1(A_0) = -(3/8) a_2 A_0^2,$$

то когерентный режим работы делителя не нарушается.

Рассмотренные выше особенности колебательных процессов в нелинейно-параметрических делителях частоты при различных (регулярных и случайных) законах изменения фазы делимого колебания необходимы для оценки возможностей таких систем в режиме деления частоты и фазы исходного колебания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Карасев М. Д. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1974, 15, № 3, с. 365. [2] Белов А. А., Карасев М. Д. и др. Тр. НИИЧаспрома, 1976, № 22, с. 29. [3] Карасев М. Д. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1977, 18, № 4, с. 109. [4] Вайнштейн Л. А., Дубошинский Я. Б. ЖТФ, 1978, 48, № 7, с. 1321. [5] Балакин Л. В., Карасев М. Д., Медведев В. И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 3, с. 3. [6] Балакин Л. В., Карасев М. Д., Медведев В. И. Там же, с. 60.

Поступила в редакцию
13.03.81