

А. В. ИВАНОВ, И. И. МИНАКОВА, А. Г. ФЕДОСЕЕВ
**СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЛПД ПРИ НАЛИЧИИ
 СОСРЕДОТОЧЕННОЙ ПОМЕХИ**

Применение твердотельных приборов с отрицательным сопротивлением, таких, как ЛПД и диоды Ганна, получает все более широкое распространение благодаря тому, что на этих приборах могут быть созданы экономичные генераторы СВЧ средней мощности. Усилился интерес к исследованию их неавтономных режимов, в частности режимов синхронизации, используемых для стабилизации частоты, усиления проходящего сигнала, его амплитудного ограничения и т. д. [1]. Рассматривается влияние шумов на синхронные режимы [2, 3] или сосредоточенных помех, малых по сравнению с сигналом [4]. Для некоторых случаев практически важной является задача о воздействии на синхронизованный генератор близкой по частоте сосредоточенной помехи, амплитуда которой сравнима с сигналом. Для автоколебательных систем с постоянным запаздыванием τ в обратной связи уравнение движения, при действии двух гармонических сил с частотами p и ω , имеет вид

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + 2S(x_\tau) \cdot x_\tau + \omega_0^2 x = P_1 \cos pt + P_2 \cos \omega t. \quad (1)$$

Действие двух гармонических внешних сил при $\frac{\omega - p}{p} \ll 1$ можно заменить воздействием одной гармонической силы с медленно-меняющейся амплитудой и фазой:

$$P_1 \cos pt + P_2 \cos \omega t = P_1 k(t) \cos [pt + \Phi(t)],$$

где $k(t) = \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos(\omega - p)t}$,

$$\Phi(t) = \arctg \frac{m \cos(\omega - p)t}{1 + m \cos(\omega - p)t}; \quad m = \frac{P_2}{P_1}.$$

Для квазилинейного квазигармонического автогенератора движение в синхронном режиме может быть представлено как $x = A_\tau(t) \cdot \sin[pt - \varphi(t)]$, и соответственно, укороченные уравнения имеют вид

$$\dot{A}_\tau = -A_\tau [\delta + \bar{S}(A_\tau) \cos \vartheta] + k(t) \frac{P_1}{2p} \cos [\varphi + \Phi(t)], \quad (2)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{p^2 - \omega_0^2}{2p} - \frac{\bar{S}(A_\tau)}{2p} \sin \vartheta - k(t) \frac{P_1}{2pA_\tau} \cdot \sin [\varphi + \Phi(t)], \quad (3)$$

где $\vartheta = p\tau$ — пролетный угол.

Полагаем, что одна из воздействующих сил является сигналом и в отсутствие сосредоточенной помехи P_2 синхронизирует генератор. Тогда полуширина полосы синхронизации (полоса раскрыва) при $P_2=0$ будет равна $\Delta_0 = \frac{P_1}{2pA_{0\tau}}$. Учитывая, что частота колебаний автогенератора $\omega_r(A, \vartheta) = \omega_0 + \bar{S}(A) \sin \vartheta$, можно ввести расстройку $\Delta \approx p - \omega_r(A, \vartheta)$ в уравнении (3). При малых отклонениях A_τ от $A_{0\tau}$ в синхронном режиме уравнение (3) можно представить в виде

$$\dot{\varphi} = \Delta - k(t) \Delta_0 \sin [\varphi + \Phi(t)]. \quad (4)$$

При $P_2 \neq 0$ положим $P_1 = P_2$ и введем новый масштаб времени $t^* = (\omega - p)t$. Тогда можно записать: $k(t) = 2 \cos 1/2t^*$, $\Phi(t) = 1/2t^*$;

$$\frac{d\varphi}{dt^*} = a \{ \sigma - [\sin \varphi + \sin(\varphi + t^*)] \}, \quad (5)$$

где

$$a = \frac{\Delta_0}{|\omega - p|}, \quad \sigma = \frac{\Delta}{\Delta_0}.$$

Уравнение (5) достаточно для описания стационарных процессов в автоколебательной системе с жестким предельным циклом [5, 6]. Для таких систем

$$|\delta + \bar{S}(A_{0\tau} + \Delta A) \cos \vartheta| \gg \Delta_0 \quad \text{при} \quad \Delta A \approx A_{0\tau}, \quad (6)$$

$$|\delta + \bar{S}(A_{0\tau} + d) \cos \vartheta| \approx \Delta_0 \quad \text{при} \quad d \ll A_{0\tau}. \quad (7)$$

Очевидно, $A_\tau \approx A_{0\tau}$ и $\omega_r(A, \vartheta) \approx \omega_r(A_{0\tau}, \vartheta)$ в стационарном режиме движения с постоянной амплитудой и периодически изменяющейся фазой. Из (5) следует, что $\varphi = \varphi(t^*)$ периодическая функция с периодом 2π и соответственно:

$$\cos \varphi = \alpha_{0c} + \sum_{n=1}^{\infty} (\alpha_{nc} \sin nt^* + \beta_{nc} \cos nt^*), \quad (8)$$

$$\sin \varphi = \alpha_{0s} + \sum_{n=1}^{\infty} (\alpha_{ns} \sin nt^* + \beta_{ns} \cos nt^*). \quad (9)$$

Ограничимся в разложении (8) и (9) $n=2$, что достаточно для большинства реальных систем. Соответственно, движение в системе может быть представлено в стационарном режиме как сумма спектральных составляющих с постоянными амплитудами и фазами:

$$\begin{aligned} \bar{x} = & A_{0\tau} \{ g_0 \sin(pt + \varphi_0) + g_1^+ \sin(\omega t + \varphi_1) + \\ & + g_1^- \sin[(2p - \omega)t + \varphi_2] + g_2^+ \sin[(2\omega - p)t + \varphi_3] + \\ & + g_2^- \sin[(3p - 2\omega)t + \varphi_4] \}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} g_0 &= \sqrt{\alpha_{0c}^2 + \alpha_{0s}^2}, & g_1^+ &= 1/2 \sqrt{(\alpha_{1c} + \beta_{1s})^2 + (\beta_{1c} - \alpha_{1s})^2}, \\ g_2^+ &= 1/2 \sqrt{(\alpha_{2c} + \beta_{2s})^2 + (\beta_{2c} - \alpha_{2s})^2}, \\ g_1^- &= 1/2 \sqrt{(\alpha_{1c} - \beta_{1s})^2 + (\beta_{1c} + \alpha_{1s})^2}, \\ g_2^- &= 1/2 \sqrt{(\alpha_{2c} - \beta_{2s})^2 + (\beta_{2c} + \alpha_{2s})^2}. \end{aligned}$$

$$\text{Соответственно: } \varphi_0 = \arctg \alpha_{0s}/\alpha_{0c}, \quad \varphi_1 = \arctg (\alpha_{1c} \pm \beta_{1s})/(\alpha_{1s} - \beta_{1c}),$$

$$\varphi_2 = \arctg (\beta_{1c} - \alpha_{1s})/(\alpha_{1c} + \beta_{1s}), \quad \varphi_3 = \arctg (\alpha_{2c} + \beta_{2s})/(\alpha_{2s} - \beta_{2c}),$$

$$\varphi_4 = \arctg (\alpha_{2c} + \beta_{2s})/(\alpha_{2s} - \beta_{2c}).$$

Для системы с жестким предельным циклом с запаздыванием, соответствующей по параметрам ГЛПД, был проведен расчет на ЭВМ по следующей схеме:

$$\boxed{4, 2, 11} \rightarrow \boxed{\varphi(\tau^*)} \rightarrow \begin{bmatrix} \cos \varphi(\tau^*) \\ \sin \varphi(\tau^*) \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} \alpha_{0c}, \alpha_{1c}, \alpha_{2c}, \beta_{1c}, \beta_{2c} \\ \alpha_{0s}, \alpha_{1s}, \alpha_{2s}, \beta_{1s}, \beta_{2s} \end{bmatrix} \rightarrow \boxed{g_0, g_1^+, g_1^-, g_2^+, g_2^-}$$

Одна из полученных зависимостей $\varphi(t^*)$, $\sin \varphi(t^*)$ и $\cos \varphi(t^*)$ представлена на рис. 1. Амплитуды спектральных составляющих g_0 и g_1^+ представлены на рис. 2, а для случаев $\sigma=0$ и $\sigma = \pm 1$. Кривые для всех промежуточных случаев будут лежать в заштрихованных областях. Аналогично были рассчитаны амплитуды комбинационных частот g_1^- , g_2^+ и g_2^- . Зависимость амплитуд этих составляющих от расстройки может быть достаточно сложной, особенно при $\sigma \neq 0$. Однако при $\sigma=0$ при любых расстройках амплитуды комбинационных составляющих меньше как сигнала, так и помехи и не превышают $0,4 A_{0\tau}$. Как видно из рис. 2, а, в наиболее выгодном режиме при $p = \omega_r$ коэффициент фильтрации системы $k=3\text{ДБ}$ при $\frac{\Delta}{\Delta_0} = 0,17$. Для изменения соотношения амплитуд сигнала и помехи на выходе нужно иметь возможность изменять Δ_0 или за счет изменения амплитуды автономного режима $A_{0\tau}$, или за счет изменения амплитуд сигналов на входе.

Проведенный расчет справедлив для любого генератора при достаточно малых внешних силах, когда выполняется условие (7). Экспериментальное исследование се-

лективных свойств синхронизованного автогенератора было проведено на ГЛПД в диапазоне 9,8—10,2 ГГц. Изменением тока пробоя ЛПД устанавливался режим, при котором воздействующий сигнал в отсутствие помехи давал полосу синхронизации 9—12 МГц и установление синхронного режима происходило увлечением частоты. Рабочие режимы ЛПД: $i=30$ мА при $u=50$ В, $p_{\text{вых}_0} = 60$ мВт. Источниками полезного сигнала и сигнала помехи служили два клистронных генератора. Мощности обоих сигналов, подводимых к ГЛПД, были равны и меньше $p_{\text{вых}}$ ГЛПД на 30—40 дБ.

Экспериментальные кривые для полезного сигнала и сигнала помехи приведены на рис. 2, б. Из сравнения рис. 2 а и б следует, что эксперимент количественно хорошо подтверждает расчеты. Расхождение теории и эксперимента, составляющее для отдельных измерений 15—20%, частично объясняется тем, что в эксперименте условие жесткости предельного цикла выполняется неточно, так как превышение A_{max} над $A_{0\tau}$ было до 10%. При

$$p = \omega_r - \Delta_0 \text{ в области расстройк } \frac{\omega - \omega_0}{\Delta_0} \approx -1$$

наблюдается неустойчивость стационарного режима, связанного с «пересинхронизацией» генератора с частоты сигнала на частоту помехи. При этом в некоторых случаях наблюдается одновременное возникновение и колебаний на частоте ω_r . Измеренные амплитуды других спектральных составляющих также дали хорошее количественное совпадение с расчетом. При снижении мощности полезного сигнала и помехи до уровня — 50 дБ от мощности сигнала ГЛПД, отдаваемой в согласованную нагрузку, был получен коэффициент фильтрации 3 дБ при разности частот входных сигналов 1 МГц и оптимальной настройке на частоту сигнала ($\omega_r = p$).

Таким образом, проведенные расчеты и эксперимент показывают, что синхронизованный ГЛПД, работающий в режиме усиления мощности приходящего сигнала.

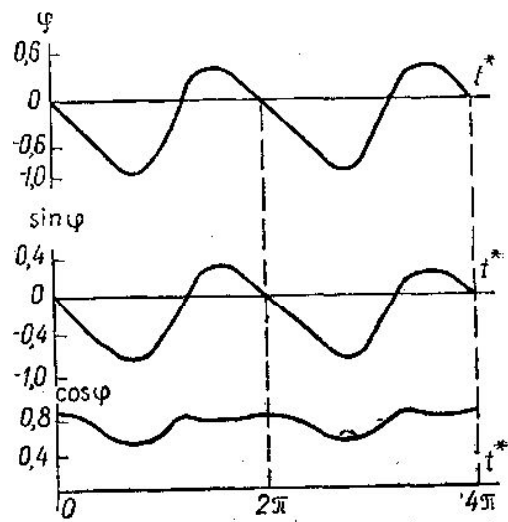
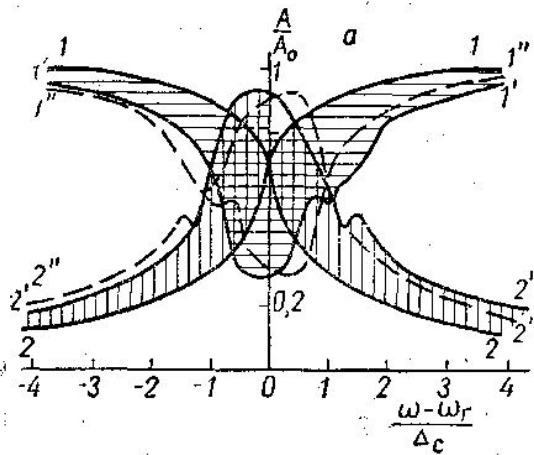


Рис. 1. Зависимости φ , $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ от времени, рассчитанные на ЭВМ; $\sigma=0$, $a=1$

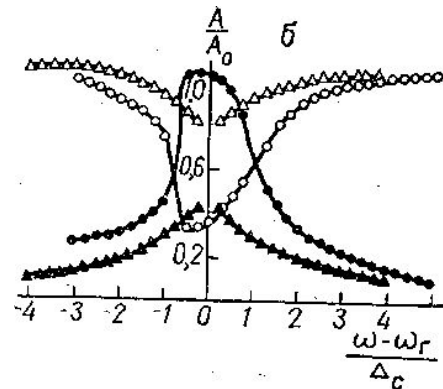


Рис. 2. а: зависимость амплитуд сигналов на выходе генераторов от расстройки. Кривые 1 (g_0) и 2 (g_1^+) — для $p = \omega_r$, 1' и 2' — для $p = \omega_r + \Delta_0$; 1'' и 2'' — для $p = \omega_r - \Delta_0$; б: — амплитуды спектральных составляющих (ГЛПД). $\Delta - g_0$ и $\Delta - g_1^+$ при $p = \omega_r$ и $\circ - g_0$ и $\bullet - g_1^+$ при $p = \omega_r + \Delta_0$

при ограничении амплитуды, может служить активным фильтром с регулируемым коэффициентом фильтрации для близких по частоте сосредоточенных помех, сравнимых по мощности с полезным сигналом. Возникающие при прохождении сигнала и помехи через такой фильтр комбинационные спектральные составляющие имеют существенно меньшую мощность, чем сигнал и помеха на выходе.

Синхронизованные ГЛПД в настоящее время применяются для усиления Ч.М. сигналов [1]. Полученные результаты дают оценку соотношениям между шириной

спектра сигналов и расстройкой несущих частот для получения заданного коэффициента фильтрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кигокова К. Proc. IEEE, **61**, 10, 1973.
2. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1963.
3. Казаков И. А. Введение в теорию марковских процессов и некоторые радиотехнические задачи. М., 1973.
4. Тагер А. С., Ходневич А. Д., Цебиев А. М. «Изв. вузов», радиоэлектроника, **12**, 9, 1969.

Поступила в редакцию
6.9 1974 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 534.222 : 621

Л. М. ВОЛКОВА, А. М. ДЕВЯТОВ, Е. А. КРАЛЬКИНА,
Н. Н. СЕДОВ, М. А. ШЕРИФ

ПРИМЕНЕНИЕ РЕГУЛЯРИЗУЮЩИХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) является одной из важнейших характеристик плазмы газового разряда. Теоретический расчет ФРЭЭ сильно затруднен, так как неизвестны сечения многочисленных элементарных процессов, происходящих в плазме, поэтому тем большее значение приобретают экспериментальные методы определения ФРЭЭ. Сейчас наиболее широко распространенным методом определения ФРЭЭ является метод второй производной тока на зонд [1]. Однако в ряде случаев применение этого метода технически затруднено. Е. К. Ерощенко в [2] предложил применить метод регуляризации А. Н. Тихонова для расчета ФРЭЭ по измеренной зондовой кривой, т. е. для решения уравнения

$$j(x) = \frac{N_e}{2\sqrt{2m}} \int_x^\infty \frac{V-x}{\sqrt{V}} f(V) dV, \quad (1)$$

где j — плотность электронного тока на зонд, $x=eU$, а U — потенциал плазмы относительно зонда, e — заряд электрона, m — масса электрона, V — энергия электрона, $f(V)$ — ФРЭЭ.

К недостаткам метода второй производной относится невозможность получить информацию об электронах больших энергий, т. е. об электронах, определяющих неупругие процессы 1-го рода, происходящие в плазме. В работе [3] предложено использовать результаты спектроскопических исследований для определения ФРЭЭ в области больших энергий. Действительно, при условии, что возбужденные уровни атомов заселяются в основном за счет прямого возбуждения и каскадных переходов, а рассеяются за счет спонтанных переходов, интенсивности спектральных линий связаны с ФРЭЭ формулой

$$I(x) = N_0 N_e h \nu(x) \int_{eV_k(x)}^\infty Q(x, V) \sqrt{V} f(V) dV, \quad (2)$$

где $I(x)$ — интенсивность спектральной линии, x — параметр, характеризующий данную спектральную линию, N_0 — концентрация нормальных атомов, N_e — концентрация электронов, h — постоянная Планка, $\nu(x)$ — частота спектральной линии, $Q(x, V)$ — оптическая функция возбуждения спектральной линии, $V_k(x)$ — потенциал возбуждения спектральной линии. Решая уравнение (2), можно получить ФРЭЭ в области энергий, превышающих величину $eV_k(x)$.

В нашей работе апробируются изложенные методы. Прежде всего уравнения (1) и (2) являются интегральными уравнениями Вольтерра 1-го рода, которое после