

УДК 621.369.61

## ЕСТЕСТВЕННЫЕ ШУМЫ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

*В. В. Зайцев, П. В. Тяпухин*

Исследованы флуктуационные характеристики автоколебаний в генераторе на распределенном полупроводниковом активном элементе с отрицательной дифференциальной проводимостью. Рассчитаны спектральные плотности мощности флуктуаций амплитуды и частоты выходного сигнала генератора. Определены зависимости мощности флуктуаций от длины активного элемента и величины коэффициента обратной связи. Показано, что подбором длины активного элемента можно минимизировать уровень частотных флуктуаций.

Одно из центральных мест в твердотельной электронике СВЧ занимают исследования распределенных активных элементов и устройств различного функционального назначения на их основе (усилителей сигналов, умножителей частоты, смесителей, фазовращателей и т. п.) [1]. К числу таких устройств следует также отнести и автогенераторы гармонических колебаний СВЧ диапазона, обладающие рядом несомненных преимуществ перед аналогичными устройствами на сосредоточенных активных приборах [2].

Конструктивно распределенный активный элемент (РАЭ) может быть выполнен в виде отрезка микрополосковой линии на полупроводниковой подложке. Активные свойства такого элемента реализуются либо за счет эффекта отрицательной дифференциальной проводимости в объеме полупроводника (распределенный диод Ганна), либо за счет квантовых эффектов в приконтактной области (распределенный туннельный диод).

Обратная связь в автогенераторах на РАЭ, реализующая условия их самовозбуждения, может осуществляться двумя способами: путем частичного отражения волн от концов активного элемента (внутренняя обратная связь) или путем отвода части мощности по внешней цепи с выхода активного элемента на его вход (внешняя обратная связь).

В настоящей работе исследуются флуктуационные характеристики автоколебаний в генераторе с внешней обратной связью. В рассматриваемой системе при хорошем согласовании на концах активного элемента в его рабочей области может быть реализован режим бегущей волны. Поэтому проводимый анализ опирается на результаты исследования шумов УБВ [3]. Следует отметить, что рассматриваемая здесь система имеет определенное сходство с кольцевым генератором на сосредоточенных активных элементах [4], а также с кольцевым ОКГ. В связи с этим, как будет показано ниже, наблюдается ряд общих закономерностей в спектрах амплитудно-частотных флуктуаций автоколебаний в исследуемом автогенераторе и в упомянутых кольцевых системах [4, 5].

В рамках приближения поперечной электромагнитной волны исходное волновое уравнение для напряжения  $u(x, t)$  между полосками активной линии имеет следующий вид [3]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = - \frac{Z_0}{v_0} (g_s - g_p - 3g_s u^2) \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{Z_0}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} j_n(x, t), \quad (1)$$

где  $v_0 = (LC)^{-1/2}$  — фазовая скорость волны в активном элементе;  $Z_0 = (L/C)^{1/2}$ ,  $L$  и  $C$  — волновое сопротивление, погонные индуктивность и емкость линии;  $g_p$  — пассивная часть погонной проводимости линии, учитывающая диссипацию и радиационные потери энергии;  $g_1$  и  $g_3$  — коэффициенты аппроксимации нелинейности активной части проводимости РАЭ:

$$g_a(u) = -g_1 + g_3 u^2.$$

Погонная плотность шумового тока  $j_n(x, t)$  описывается равномерной по частоте спектральной плотностью мощности [6]:

$$S_n(\omega; x, x') = S_0 \delta(x - x').$$

При этом значение  $S_0$  определяется параметрами активной полупроводниковой структуры и режимом РАЭ по постоянному току. В дальнейшем предполагается, что  $S_0$  не меняется вдоль линии.

Предполагая выполненными условия однонаправленной генерации, решение уравнения (1) в режиме стационарных автоколебаний ищем в виде

$$u(x, t) = U_s(x) [1 + \alpha(x, t)] \cos[\omega(t - x/v_0) + \varphi(x, t)].$$

Здесь  $\omega$  — частота автоколебаний,  $U_s(x)$  — амплитуда сигнальной волны напряжения,  $\alpha(x, t)$  и  $\varphi(x, t)$  — относительные флуктуации амплитуды и флуктуации фазы волны. Тогда для амплитуды  $U_s(x)$  и флуктуаций  $\varphi(x, t)$  и  $\alpha(x, t)$  методом усреднения получим уравнения:

$$\frac{dU_s}{dx} = \frac{1}{x_H} \left(1 - \frac{U_s^2}{U_{st}^2}\right) U_s; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = - \frac{Z_0}{2U_s(x)} J_{\perp}(x, t); \quad (3)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial \alpha}{\partial t} = - \frac{2}{x_H} U_s^2(x) \alpha - \frac{Z_0}{2U_s(x)} J_{\parallel}(x, t), \quad (4)$$

где  $x_H = 2/[Z_0(g_1 - g_p)]$ ,  $U_{st} = \sqrt{4(g_1 - g_p)/3g_3}$ , а  $J_{\parallel}(x, t)$  и  $J_{\perp}(x, t)$  — амплитуды синфазной и квадратурной компонент распределенного источника шума  $j_n(x, t)$ :

$$j_n(x, t) = J_{\parallel}(x, t) \cos[\omega(t - x/v_0)] - J_{\perp}(x, t) \sin[\omega(t - x/v_0)].$$

Уравнения (2)–(4) требуют задания граничных условий на входе (при  $x=0$ ) и выходе (при  $x=l$ ) активного элемента. Конкретный вид их определяется схемой цепи обратной связи.

Будем считать, что цепь обратной связи состоит из пассивной линии передачи длиной  $w_c$ , связывающей вход и выход РАЭ через резонатор с полосой пропускания  $2\Pi$  и собственной частотой  $\omega_0$ . Режим одномодовой генерации реализуется при настройке резонатора  $\omega_0$  в окрестность одной из собственных частот кольцевого резонатора, образованного активным элементом и линией передачи цепи обратной связи:  $\omega_k = 2\pi k(\omega/v_0 + w_c/v_c)^{-1}$ , где  $v_c$  — фазовая скорость волны в линии обратной связи. Полагая, что часть мощности  $K_{c0}$  с выхода активного элемента через цепь обратной связи поступает на его вход, можно получить уравнение для расчета частоты генерации

$$\frac{\Delta\omega}{\Pi} = \text{tg} \left[ \frac{2\pi(\Delta\omega_k - \Delta\omega)}{\Omega_0} \right] \quad (5)$$

и определить закон пространственного распределения амплитуды сигнала в рабочей области РАЭ:

$$U_s(x) = U_{st} \sqrt{\frac{K_c \exp(2w/x_H)}{(1 - K_c) \exp[2(w - x)/x_H] + K_c \exp(2w/x_H) - 1}}. \quad (6)$$

Здесь  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  — расстройка частоты генерации относительно собственной частоты резонатора,  $\Delta\omega_k = \omega_k - \omega_0$  — расстройка частоты резонатора относительно частоты ближайшей кольцевой моды,  $\Omega_0 = 2\pi(\omega/v_0 + \omega_c/v_c)^{-1}$  — частотный интервал между двумя соседними кольцевыми модами,  $K_c(\omega) = K_{c0}/[1 + (\Delta\omega/\Pi)^2]$  — модуль коэффициента передачи резонатора в области малых расстроек. Выражение (6) позволяет рассчитать зависимость выходной мощности генератора от длины  $w$  активного элемента и коэффициента обратной связи  $K_c$ . Отметим, что аналогичные зависимости имеют место при однонаправленной генерации в кольцевом лазере [7].

Переходя в уравнении (3) к временным фурье-образам функций  $\varphi(x, t)$  и  $J_{\perp}(x, t)$  и интегрируя полученное уравнение по  $x$ , находим

$$\hat{\varphi}(w, \Omega) = \exp\left(-j \frac{\Omega}{v_0} w\right) \left[ \hat{\varphi}(0, \Omega) - \frac{Z_0}{2} \int_0^w \exp\left(j \frac{\Omega}{v_0} x'\right) \times \right. \\ \left. \times \frac{\hat{J}_{\perp}(x', \Omega)}{U_s(x')} dx' \right]. \quad (7)$$

Аналогичным образом из (4) имеем

$$\hat{\alpha}(w, \Omega) = \exp\left(-j \frac{\Omega}{v_0} w - \frac{j\Omega w}{x_H}\right) U_s^2(w) \left[ \frac{\hat{\alpha}(0, \Omega)}{U_s^2(0)} - \frac{Z_0}{2} \times \right. \\ \left. \times \int_0^w \exp\left(j \frac{\Omega}{v_0} x' - \frac{j\Omega x'}{x_H}\right) \frac{\hat{J}_{\parallel}(x', \Omega)}{U_s^3(x')} dx' \right]. \quad (8)$$

В общем случае собственная частота резонатора в цепи обратной связи не совпадает с частотой кольцевой моды. Тогда  $\Delta\omega \neq 0$  и резонатор осуществляет взаимное преобразование амплитудно-фазовых флуктуаций, в силу чего имеют место соотношения:

$$\hat{\varphi}(0, \Omega) = \exp\left(-j \frac{\Omega}{v_c} w_c\right) [K_{n1}(\Omega) \hat{\varphi}(w, \Omega) + K_{n2}(\Omega) \hat{\alpha}(w, \Omega)], \\ \hat{\alpha}(0, \Omega) = \exp\left(-j \frac{\Omega}{v_c} w_c\right) [K_{n1}(\Omega) \hat{\alpha}(w, \Omega) - K_{n2}(\Omega) \hat{\varphi}(w, \Omega)], \quad (9)$$

где

$$K_{n1}(\Omega) = \frac{1 + (\Delta\omega/\Pi)^2 + j\Omega/\Pi}{(1 + j\Omega/\Pi)^2 + (\Delta\omega/\Pi)^2}, \\ K_{n2}(\Omega) = \frac{j(\Delta\omega/\Pi)(\Omega/\Pi)}{(1 + j\Omega/\Pi)^2 + (\Delta\omega/\Pi)^2}. \quad (10)$$

Соотношения (7)–(10) позволяют получить спектральные плотности мощности амплитудных и фазовых шумов на выходе автогенератора. В качестве примера на рис. 1–4 приведены графики спектров мощности флуктуаций частоты  $S_v(w, \Omega)$  и относительных флуктуаций амплитуды  $S_{\alpha}(w, \Omega)$ . Значения спектров на графиках нормированы на величину  $S_{\text{норм}} = 0,25Z_0^2 S_0 x_H$ . Длина РАЭ  $w = 2,5x_H$ , значение амплитуды  $U_s(0)$  на входе РАЭ поддерживалось постоянным и равным  $0,1U_{st}$  соответствующим выбором значения параметра  $K_{c0}$  из области  $[1 + (\Delta\omega/\Pi)^2] \exp(-2w/x_H) \leq K_{c0} \leq 1$ , когда генератор устойчиво возбужден.

На рис. 1 и 2 показаны спектры  $S_v(\omega, \Omega)$  и  $S_\alpha(\omega, \Omega)$ , построенные при  $\Pi=0,1\Omega_0$  и различных значениях расстройки  $\Delta\omega_k$ . Приведенные на графиках значения расстройки между собственной частотой резонатора и частотой генерации  $\Delta\omega$  определялись путем решения уравнения (5).

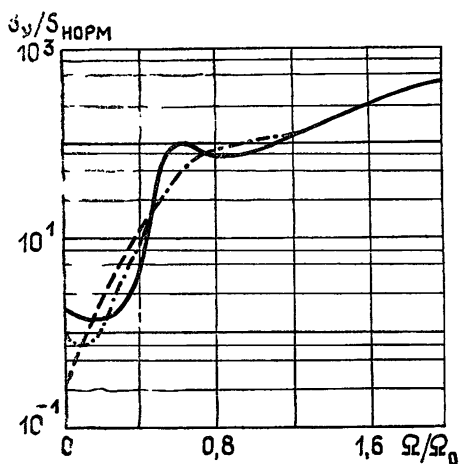


Рис. 1.

Рис. 1, 2. —  $\Delta\omega/\Omega_0=0,26$ ; - - -  $\Delta\omega/\Omega_0=0,11$ ; - - - -  $\Delta\omega/\Omega_0=0$ .

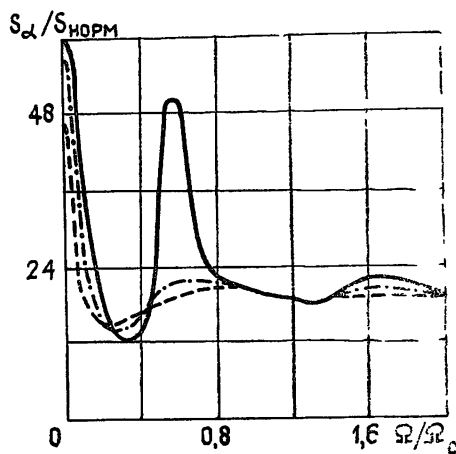


Рис. 2.

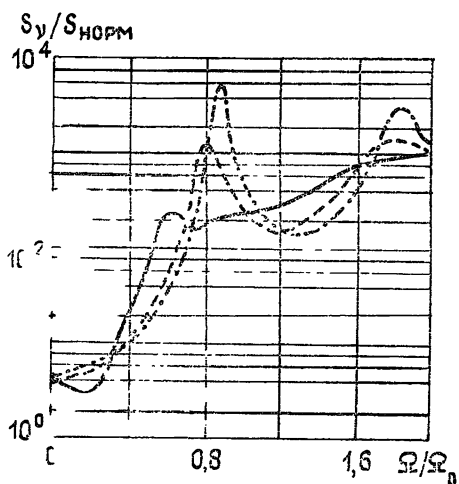


Рис. 3.

Рис. 3, 4. —  $\Pi/\Omega_0 = 0,1$ ;  $\Delta\omega/\Omega_0 = 0,26$ ; - - - -  $\Pi/\Omega_0 = 0,5$ ;  $\Delta\omega/\Omega_0 = 0,35$ ; - - - -  $\Pi/\Omega_0 = 1,0$ ;  $\Delta\omega/\Omega_0 = 0,39$ .

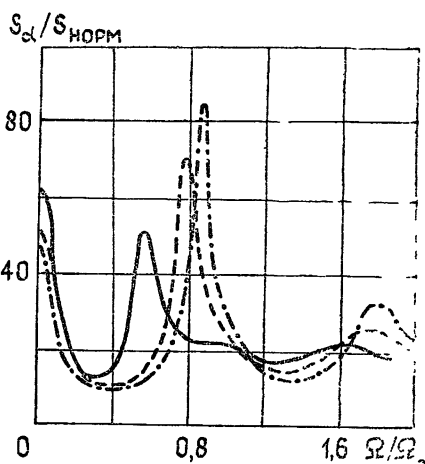


Рис. 4.

Как видно из графиков, с увеличением  $\Delta\omega$  мощность частотных флуктуаций вблизи несущей и частот кольцевых мод возрастает, что является следствием взаимного преобразования амплитудно-фазовых флуктуаций на скате резонансной характеристики избирательного элемента в цепи обратной связи. При этом наиболее сильно указанный эффект проявляется вблизи ближайшей кольцевой моды, где значение  $|K_{n2}(\Omega)|^2$  (являющееся, по сути дела, частотно-зависимой частью коэффициента взаимного преобразования амплитудно-частотных флуктуаций) существенно больше, чем в области малых ( $\Omega \ll \Omega_0$ ) частот анализа. Кроме того, вклад в возрастание мощности шума на частотах кольцевых мод вносит эффект возбуждения кольцевого резонатора шумом активного элемента.

Нарастающая с частотой компонента спектра  $S_v(\omega, \Omega)$  обусловлена тем, что в рассматриваемом генераторе выходной сигнал выводится в нагрузку, минуя избирательную систему.

Увеличение мощности относительных флуктуаций амплитуды вблизи ближайшей к несущей кольцевой моды объясняется аналогичным образом. С ростом частоты  $\Omega$  спектр  $S_\alpha(\omega, \Omega)$  стремится к равномерному, уровень которого определяется длиной РАЭ  $\omega$  и величиной коэффициента обратной связи  $K_c$ . Как показано в работе [5], спектры амплитудно-частотных флуктуаций, подобные рассчитанным здесь при  $\Delta\omega=0$ , наблюдаются в кольцевом лазере.

Рис. 3 и 4 иллюстрируют изменения спектров  $S_V(\omega, \Omega)$  и  $S_\alpha(\omega, \Omega)$  при вариациях полосы резонатора обратной связи, которые приводят также к изменению расстройки  $\Delta\omega$  (5). Из графиков видно, что с ростом полосы  $2\Pi$  наблюдается смещение дополнительных максимумов спектров  $S_V(\omega, \Omega)$  и  $S_\alpha(\omega, \Omega)$  ближе к частотам кольцевых мод с одновременным увеличением высот этих пиков.

Согласно [8] естественная ширина спектральной линии автоколебаний  $\Delta\Omega$  определяется значением спектра частотных флуктуаций  $S_V(\omega, \Omega)$  при  $\Omega=0$ . Из (7)–(10) при  $\Omega=0$  следует, что для рассматриваемого автогенератора  $\Delta\Omega$  описывается выражением

$$\Delta\Omega = \frac{\pi^2 Z_0^2 S_0 x_n}{4 [2\pi/\Omega_0 + 1/(\Pi + \Delta\omega^2/\Pi)]^2} F_\varphi(\omega), \quad (11)$$

где функция  $F_\varphi(\omega)$  равна

$$F_\varphi(\omega) = 2\omega/x_n + (1 - K_c)(e^{2\omega/x_n} - 1)/(K_c e^{2\omega/x_n} - 1). \quad (12)$$

Следует обратить внимание на то, что ширина линии  $\Delta\Omega$  зависит как от полосы  $2\Pi$ , так и от межмодового расстояния  $\Omega_0$ . Однако если  $\Pi \gg \Omega_0$ , то  $\Delta\Omega$  определяется лишь расстоянием между соседними кольцевыми модами  $\Omega_0$ . В области примерного равенства значений  $\Pi$  и  $\Omega_0$  уменьшение полосы пропускания резонатора в цепи обратной связи приводит к сужению спектральной линии автоколебаний. В пределе  $\Pi \ll \Omega_0$  формула (11) определяет зависимость  $\Delta\Omega$  лишь от  $\Pi$ , при этом зависимость ширины спектральной линии от длины активного элемента  $\omega$  полностью описывается функцией  $F_\varphi(\omega)$ .

Зависимость  $F_\varphi(\omega)$  не является монотонной. На рис. 5 для иллюстрации представлены графики функции  $F_\varphi(\omega)$ , построенные в соответствии с (12) при различных значениях параметра  $K_c$ .

Как следует из графиков, для каждой величины коэффициента обратной связи  $K_c$  существует оптимальная длина РАЭ, при которой  $F_\varphi(\omega)$ , а следовательно, и  $\Delta\Omega$  минимальны.

Описанные выше закономерности спектров амплитудно-частотных флуктуаций распределенного полупроводникового автогенератора наблюдаются также в кольцевом генераторе на сосредоточенных активных элементах [4]. Однако в последнем имеет место эффект уменьшения ширины спектральной линии с ростом числа резонансных каскадов, включенных в кольцо и увеличивающих эквивалентную добротность системы.

В отличие от этого обнаруженное здесь сужение спектральной линии при оптимальной длине активного элемента не связано с повышением добротности.

Таким образом, в результате проведенного анализа установлено, что в распределенном полупроводниковом автогенераторе с внешней обратной связью возможна минимизация уровня частотных флуктуаций вблизи несущей путем выбора оптимальной длины активного элемента. Преобразование амплитудных флуктуаций при неточной

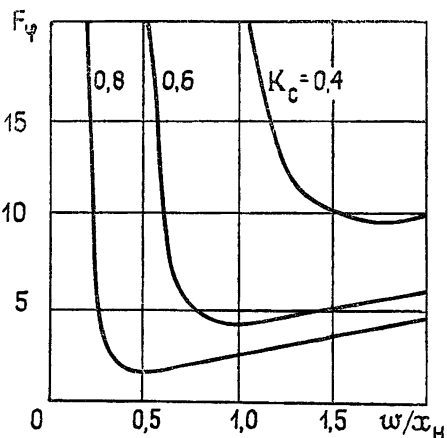


Рис. 5.

настройке резонатора в цепи обратной связи на частоту одной из кольцевых мод в спектре частотных флуктуаций проявляется в основном в окрестностях ближайших к несущей кольцевых мод и слабо влияет на ширину спектральной линии.

Авторы выражают благодарность А. В. Якимову за полезное обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Любченко В. Е., Макеева Г. С., Нефедов Е. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 9. С. 1665.
2. Уткин Г. М. Автоколебательные системы и волновые усилители.— М.: Сов. радио, 1978.
3. Тяпухин П. В. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1985. Вып. 1 (373). С. 21.
4. Зайцев В. В. // Радиофизика. 1981. Т. 24. № 2. С. 207 (Изв. высш. учеб. заведений).
5. Малахов А. Н., Сандлер М. С. // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16. № 3. С. 299.
6. Zijlstra R. J. J.— Noise in physical systems. Proc. 5-th Int. Conf., Bad Nauheim, 1978, p. 90.
7. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники.— М.: Мир, 1972.
8. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах.— М.: Наука, 1968.

Куйбышевский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
10 ноября 1986 г.

#### NATURAL NOISES IN DISTRIBUTED SEMICONDUCTOR OSCILLATOR

*V. V. Zaitsev, P. V. Tyapukhin*

In this paper fluctuation characteristics of self-excited oscillations in the oscillator on the distributed semiconductor active device having negative differential conductance are discussed. Spectral power densities of amplitude and frequency fluctuations of output oscillator signal are calculated. Dependences of fluctuation power on the active element length and inverse coupling coefficient are founded. The results of the research show, that it's possible to minimize the level of frequency fluctuations by the selection of the active device length.

---