

УДК 621.373.8

О РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДВУХЧАСТОТНЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ

Т. А. Панина, Г. М. Уткин

Методом медленно меняющихся стоячих волн получены укороченные уравнения для двухчастотного распределенного параметрического генератора, состоящего из длинной линии и полупроводниковых диодов. Приводятся результаты исследования стационарного режима.

Возросший за последнее время интерес к распределенным автогенераторам объясняется несколькими причинами, в частности, возможностью суммирования энергий от распределенных активных элементов. В связи с развитием миниатюризации радиоаппаратуры распределенная структура может оказаться удобнее в технологическом отношении или просто единственно возможной. Кроме того, большой интерес к этим вопросам объясняется бурным развитием лазерной техники.

В настоящей работе в приближении стоячих волн исследуется двухчастотный параметрический генератор на отрезке длинной линии с распределенной нелинейностью и почти полными отражениями на краях (рис. 1). Этот метод применен в [1] для исследования распределенных генераторов на туннельных диодах, а также в ряде работ в области механики [2] и оптических генераторов [3, 4].

1. УКОРОЧЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ

Предположим, что собственные частоты ω_1 консервативной системы (т. е. системы без потерь и нелинейности) асинхронны в силу наличия дисперсии в линии или из-за дисперсии краевых условий, причем две из них (например, две наименьшие частоты линии) удовлетворяют соотношению

$$\omega_n \approx \omega_1 + \omega_2, \quad (1)$$

т. е. могут находиться в комбинационном синхронизме с накачкой, ω_n — частота накачки.

Решение задачи ищется в форме медленно меняющихся стоячих волн, близких к волнам консервативной системы [1].

Исследование проводится при экспоненциальной аппроксимации зависимости емкости запятого полупроводникового диода от приложенного к нему напряжения [5]:

$$\begin{aligned} C(e) &= C_0 \exp(e/E_0) + \lambda C_0, \\ e &= E_c + u_1 + u_2 + u_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где $u_1 = U_1 \cos \tau_1 \cos x_1$, $u_2 = U_2 \cos \tau_2 \cos x_2$ — напряжения генерируемых частот, $u_n = U_n \cos \tau_n \cos x_n$ — напряжение накачки, заданное внешним источником, E_c — смещение.

В соответствии с [1] $\tau_i = \nu_i \tau_0 + \psi_i$, $x_i = \nu_i x + \zeta_i$, где коэффициенты ν_i являются собственными значениями из решения краевой задачи

для консервативной системы и характеризуют набор ее собственных частот $\omega_i = \nu_i \omega_0$ (ω_0 — частота основного тона) и соответствующих им фазовых постоянных $\beta_i = \nu_i \beta_0$, $\beta_0 = \omega_0 \sqrt{LC}$. $\tau_0 = \omega_0 t$, $x = \beta_0 y$, $\tau_n = \omega_n t$ (y — пространственная координата). Пространственное распределение напряжения накачки принято таким же, как в консервативной системе: $x_n = \omega_n \sqrt{LC} y + \zeta_n$. Фазы ψ_i определяются начальными, а ζ_i , ζ_n — крайними условиями задачи.

Проведенное исследование показало, что укороченные уравнения, описывающие поведение распределенного двухчастотного параметрического генератора, имеют вид

$$\begin{aligned} T_1 \dot{X}_1 &= \frac{1}{2} K_1 \exp(X_0) I_1(X_n) X_2 \sin \varphi \cos \Phi - X_1, \\ T_2 \dot{X}_2 &= \frac{1}{2} K_2 \exp(X_0) I_1(X_n) X_1 \sin \varphi \cos \Phi - X_2, \\ T \dot{\varphi} &= \xi + \frac{1}{2} I_1(X_n) \exp(X_0) \left(\frac{T}{T_1} \frac{X_2}{X_1} K_1 + \frac{T}{T_2} \frac{X_1}{X_2} K_2 \right) \cos \varphi \cos \Phi, \\ T_1 (\omega' - \omega_{1s}) &= -\frac{1}{2} \frac{X_2}{X_1} K_1 I_1(X_n) \exp(X_0) \cos \varphi \cos \Phi, \end{aligned} \quad (3)$$

где $T = \frac{T_1 T_2}{T_1 + T_2}$, $T_i = \frac{2}{\omega_0 \delta_i}$, $\delta_i = \frac{1}{\omega_0 C R_i}$, ω_0 — частота основного тона консервативной системы, $\omega_{1s} = \omega_1 [1 - F]$, $F = \frac{C_0}{2C} [\exp(X_0) I_0(X_n) + \lambda]$,

$i = 1, 2$, ω_{1s} , ω_{2s} — собственные частоты системы с учетом средних значений емкости перехода полупроводникового диода, $\xi = T[\omega_n - (\omega_{1s} + \omega_{2s})]$ — обобщенная расстройка собственных частот и частоты накачки, $K_1 = \omega_1 C_0 R_1$, $K_2 = \omega_2 C_0 R_2$. Уравнения (3) записаны для безразмерных амплитуд стоячих волн генерируемых колебаний и накачки $X_i = \frac{U_i}{E_0}$ ($i = 1, 2$), $X_n = \frac{U_n}{E_0}$ и безразмерного смещения $X_0 = \frac{E_c}{E_0}$ при условии $X_i < 1$; I_0, I_1 — модифицированные функции Бесселя. $\varphi = \tau_n - (\tau_1 + \tau_2)$ — обобщенная разность фаз колебаний с частотой, равной сумме генерируемых частот, и колебаний с частотой накачки [6];

$$\begin{aligned} \Phi &= x_n - (x_1 + x_2), \\ u_i &= U_i \cos \tau_i \cos x_i \quad (i = 1, 2), \\ u_n &= U_n \cos \tau_n \cos x_n. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь Φ — пространственный сдвиг фаз, u_i — напряжения генерируемых частот, u_n — напряжение накачки [1].

Величина погонной проводимости потерь $1/R$ может быть разной на разных частотах за счет напрузки автосгенератора. При учете автосмещения считалось, что детектирование, связанное с кратковременным открыванием диода, близко к пиковому, и смещение создается на общей для всех диодов ячейке $R_c C_c$ (рис. 1). Тогда

$$\begin{aligned} X_0 &\approx -X_n - N_1 X_1 - N_2 X_2, \quad \text{где } N_1 \approx \frac{\pi}{2} \frac{\nu_1}{\nu_n}, \\ N_2 &\approx \frac{\pi}{2} \frac{\nu_2}{\nu_n} [1]. \end{aligned} \quad (5)$$

В переходном режиме инерционность автосмещения не учитывалась, что дало возможность записать укороченные уравнения в форме (3). Это справедливо, если $T_n \ll T_1$, $T_n \ll T_2$ (T_n — период колебаний накачки).

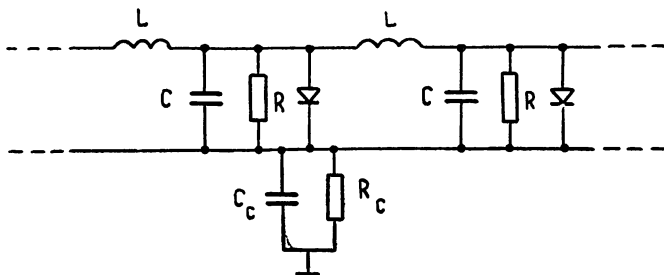


Рис. 1. Эквивалентная схема распределенного параметрического генератора.

2. СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ

Уравнения стационарного режима, получающиеся из (3) при

$$\dot{X}_1 = \dot{X}_2 = \dot{\varphi} = 0, \quad (6)$$

имеют вид

$$\begin{aligned} A(X) \sin \varphi &= 1, \\ \xi &= -\operatorname{ctg} \varphi, \end{aligned} \quad (7)$$

$$T_1 (\omega' - \omega_{1s}) = -\operatorname{ctg} \varphi,$$

где $A(X) = A_0 e^{-X}$, $A_0 = \frac{1}{2} K I_1 (X_n) \exp(-X_n) \cos \Phi$, $X = N_1 X_1 + N_2 X_2 = X_1 [N_1 + \gamma N_2]$ — суммарная обобщенная амплитуда колебаний, $K = \sqrt{K_1 K_2}$, $\gamma = \frac{X_2}{X_1} = \sqrt{\frac{K_2}{K_1}}$.

Сравнение уравнений (3) и (7) с уравнениями, полученными для двухконтурного параметрического генератора [5], показывает, что по форме они очень схожи. Но есть и существенное отличие, вызванное пространственным распределением напряжений, — в уравнения (3), (7) входит множитель $\cos \Phi$, где Φ — пространственный сдвиг фаз, зависящий от краевых условий. При коротком замыкании на концах линии $\Phi = \frac{\pi}{2}$, $\cos \Phi = 0$, и генерация в системе невозможна. В линии, разомкнутой на концах, $\Phi = 0$, $\cos \Phi = 1$, и условия для параметрического возбуждения колебаний наилучшие. Значения $\cos \Phi$ могут быть любыми другими в пределах от 0 до 1, если на концах линии включены реактивности.

На рис. 2 представлен график зависимости $X(\xi_0)$ ($\xi_0 = T(\omega_n - \omega_1 - \omega_2)$), построенный на основании уравнений (7). Он качественно повторяет соответствующую зависимость для двухконтурного параметрического генератора [5]. Самовозбуждение колебаний происходит при $A_0 > 1$ (A_0 — параметр регенерации). Максимум амплитуды сдвинут в область положительных расстройек, возможно существование области жесткого возбуждения и гистерезиса. Если запас по самовозбуждению

невелик, то с изменением расстройки ξ_0 амплитуда колебаний меняется без скачков, т. е. область жесткого самовозбуждения отсутствует. При

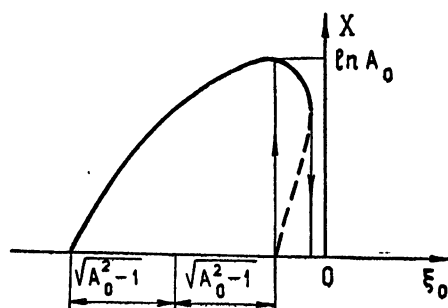


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний от расстройки.

изменении амплитуды напряжения накачки колебания существуют внутри некоторого интервала значений X_n , причем уменьшение K и $\cos \Phi$ приводит к сужению этого интервала. Увеличение K уменьшает граничное значение $\cos \Phi$, при котором возникает генерация. Отличие $\cos \Phi$ от единицы приводит к уменьшению параметра регенерации, сужению зоны колебаний и уменьшению их амплитуды.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА

Этот вопрос важен, если на выходе генератора требуется получить большую суммарную мощность.

Знание характера изменения амплитуды тока и напряжения вдоль линии дает возможность составить выражение для мощности, отдаваемой элементарным участком линии Δl на частоте ω_1 [1]. Максимальное значение этой мощности может быть найдено по формуле

$$P_{1\Delta l_{\max}} = \frac{1}{2} C_0 E_0^2 \exp(-X_n - 2) \frac{1}{N_1} \frac{1}{N_2} \omega_1 I_1(X_n) \Delta l. \quad (8)$$

$P_{1\Delta l_{\max}}$ характеризует максимальные возможности применяемых диодов по мощности, отдаваемой на первой частоте.

Максимальное значение полной мощности, отдаваемой на частоте ω_1 , равно

$$P_{1l_{\max}} = \frac{1}{8} E_0^2 C_0 \exp(-X_n - 2) \frac{1}{N_1} \frac{1}{N_2} \omega_1 I_1(X_n) l. \quad (9)$$

Из сравнения выражений (8) и (9) видно, что

$$P_{1l_{\max}} = \frac{1}{4} P_{1\Delta l_{\max}} \frac{l}{\Delta l}. \quad (10)$$

При дискретной структуре автогенератора $P_{1\Delta l}$ характеризует мощность, отдаваемую одним диодом, а $l/\Delta l$ равно числу всех диодов, включенных в линию. В [1] для генератора на линии с туннельными диодами в одночастотном режиме коэффициент в формуле (10) получался равным 2/3. Эта разница понятна. Неполное использование диодов по мощности связано с непостоянством амплитуды напряжения вдоль линии. В [1] характер изменения амплитуды тока вдоль линии был приблизительно такой же, как и для амплитуды напряжения. В нашем же случае зависимость

тока от пространственной координаты получается более сложной, она имеет большее количество нулей, чем зависимость амплитуды напряжения от координаты. Диоды, расположенные вблизи точек с нулевым током или напряжением, дают очень малый вклад в общую мощность. Это и вызывает снижение общего коэффициента использования диодов по мощности до 1/4. С другой стороны, это позволяет при дискретной структуре автогенератора применять меньшее количество диодов, располагая их оптимальным образом, так как примерный характер зависимости амплитуды тока от координаты может быть рассчитан. Соотношение, аналогичное (10), может быть получено и для частоты ω_2 .

4. НАГРУЗОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для построения нагрузочных характеристик необходимо в выражении для параметра регенерации A_0 заменить погонную проводимость потерь $1/R$ на погонную проводимость потерь и нагрузки $1/R'_s$ [1]. Выражение для относительной мощности, выделяемой в нагрузке и проводимостях потерь, если учесть (9), имеет вид

$$\tilde{P}_i = e^{-X} X^2 e^2 K \cos \Phi \frac{\sqrt{(1 - \eta_{K1})(1 - \eta_{K2})}}{[\sqrt{K_1(1 - \eta_{K1})} + \sqrt{K_2(1 - \eta_{K2})}]^2}. \quad (11)$$

$\tilde{P}_i = P_i/P_{i \max}$, $P_{i \max}$ соответствует (9). $K = \sqrt{\omega_1 \omega_2 C_0^2 R^2}$, $\eta_{Ki} = 1 - R'_{si}/R_i$, $R'_{si} = R_i(1 - \eta_{Ki})$, $i = 1, 2$. η_{K1} и η_{K2} зависят от величин сопротивлений R_{n1} и R_{n2} , места их включения, соотношения с собственными потерями в линии. Зависимости $\tilde{P}_1(\eta_{K1})$ и $\tilde{P}_{n1}(\eta_{K1})$ для $X_n = 1,6$ при $\eta_{K2} = 0,5$, а $\sin \varphi = 1$ приведены на рис. 3. Величина \tilde{P}_1 максимальна при $\eta_{K1} = 0$. Лишь при $K > 95$ ($A_0 > 10$) максимум \tilde{P}_1 получается

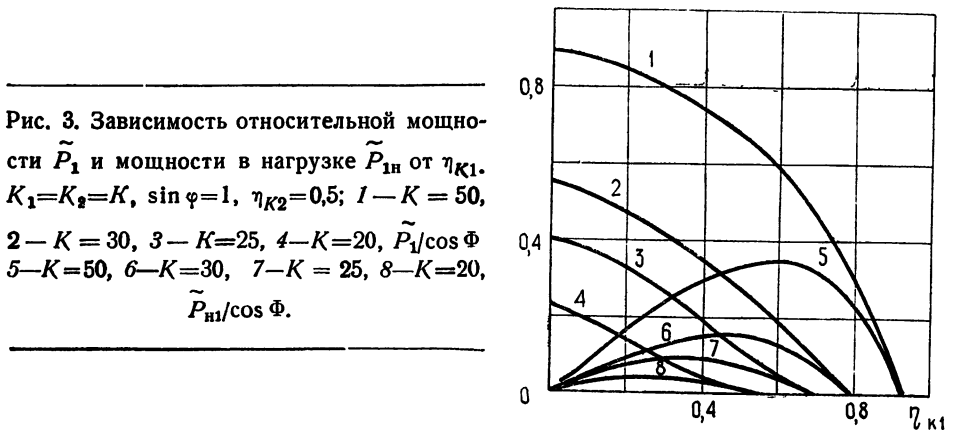


Рис. 3. Зависимость относительной мощности \tilde{P}_1 и мощности в нагрузке \tilde{P}_{n1} от η_{K1} . $K_1 = K_2 = K$, $\sin \varphi = 1$, $\eta_{K2} = 0,5$; 1 — $K = 50$, 2 — $K = 30$, 3 — $K = 25$, 4 — $K = 20$, $\tilde{P}_1/\cos \Phi$ 5 — $K = 50$, 6 — $K = 30$, 7 — $K = 25$, 8 — $K = 20$, $\tilde{P}_{n1}/\cos \Phi$.

при $\eta_{K1} > 0$. Это объясняется тем, что максимум \tilde{P}_1 соответствует большему X , получить которые можно лишь при значительном увеличении параметра регенерации. Приведенные зависимости $\tilde{P}_{n1}(\eta_{K1})$ показывают, что для эффективного сложения мощностей от распределенных нелинейных элементов необходимо увеличивать параметр регенерации и подбирать соответствующее ему оптимальное значение η_{K1} .

5. ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ЧАСТОТЫ И ИХ СТАБИЛЬНОСТЬ

Двухконтурные параметрические генераторы, как известно [5], обладают эффектом стабилизации частоты, т. е. подбором параметров генератора можно добиться компенсации собственных нестабильностей и сделать стабильность частоты колебаний близкой к стабильности генератора накачки.

В исследуемом распределенном параметрическом генераторе одна из генерируемых частот может быть найдена из второго и третьего уравнений системы (7), если исключить из них фазу φ :

$$\omega' = \omega_{1s} \frac{T_1}{T_1 + T_2} + (\omega_n - \omega_{2s}) \frac{T_2}{T_1 + T_2}. \quad (12)$$

Частота колебаний ω'' будет соответственно

$$\omega'' = \omega_n - \omega'. \quad (13)$$

Выражение для относительной нестабильности первой частоты получается из (12) с учетом выражений для ω_{1s} и ω_{2s} :

$$\eta' = \frac{T_1}{T_1 + T_2} \left(\eta_1 - \eta_2 \frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{\omega_2}{\omega_1} \right) + \frac{T_1}{T_1 + T_2} F \left(\eta_1 - \eta_2 \frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{\omega_2}{\omega_1} \right) + \eta_n \frac{T_2}{T_1 + T_2} \frac{\omega_n}{\omega_1} + \eta_2, \quad (14)$$

где $\eta_i = \frac{\Delta\omega_i}{\omega_i}$, $\eta_n = \frac{\Delta\omega_n}{\omega_n}$ — относительные нестабильности собственных частот линии без учета емкости диода и частоты накачки;

$$F = \frac{I_0(X_n)}{I_1(X_n)} \frac{\sqrt{1 + \xi^2}}{C \sqrt{\omega_1 \omega_2 R_1 R_2}} \frac{1}{\cos \Phi} + \frac{\lambda C_0}{C} \quad (15)$$

получено с учетом уравнений стационарного режима (7). При $|\xi| \ll 1$, т. е. при амплитуде колебаний, близкой к максимальной,

$$\eta_2 = \frac{T_1}{T_1 + T_2} \left(1 - \frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \left[\frac{C_0 \lambda}{2C} \left(\frac{\Delta C_0}{C_0} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right) - D \left(\frac{\Delta U_n}{U_n} - \frac{\Delta E_0}{E_0} \right) \right], \quad (16)$$

где $D = \frac{2}{X_n} \sqrt{\frac{\delta_1 \delta_2}{\nu_1 \nu_2}} \frac{1}{\cos \Phi}$ при $X_n \leq 1$; η_2 — поправка к относительным нестабильностям собственных частот, учитывающая влияние нестабильности параметров диодов и амплитуды накачки.

На основании (14) и (16) можно сделать вывод, что в исследуемом генераторе в отличие от двухконтурного параметрического генератора [5] не удастся независимо проводить компенсацию нестабильностей собственных частот, которая достигается при $\eta_1 \delta_2 \omega_1 = \eta_2 \delta_1 \omega_2$, и нестабильностей за счет влияния средней емкости диода, которая стремится к нулю, если $\delta_1 \omega_2 = \delta_2 \omega_1$.

Из (16) следует, что нестабильность частоты, связанная с изменением параметров диода C_0 и λ , падает при уменьшении λ и приближении $\frac{\delta_1 \omega_2}{\delta_2 \omega_1}$ к единице. Влияние нестабильности амплитуды накачки и параметра E_0 уменьшается при выборе меньших величин затуханий δ_1 и δ_2 , увеличении амплитуды накачки, при $\cos \Phi$, близком к единице, и при работе на более высоких обертонах.

Однако и в данном случае можно получить достаточно высокую стабильность генерируемых частот соответствующим подбором диодов и величин затуханий δ_1 и δ_2 , исходя из условия компенсации ($\eta_1 \delta_2 \omega_1 = \eta_2 \delta_1 \omega_2$).

6. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментально исследовался генератор на несимметричной полосковой линии, изготовленной из фольгированного полнстиролтитана, с диодами Д-809.

Были получены колебания с частотами $f' = 4,134 \text{ МГц}$, $f'' = 8,275 \text{ МГц}$ при $f_n = 12,41 \text{ МГц}$; f' , f'' близки к наименьшим собственным частотам линии. На рис. 4 и 5 приведены примеры экспериментальных зависимо-

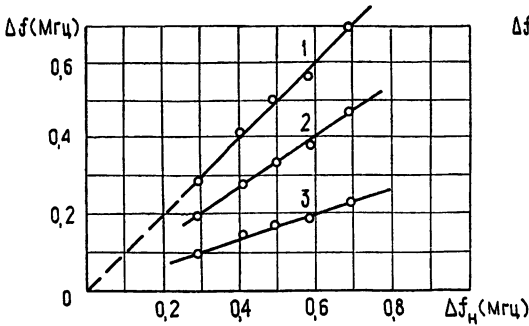


Рис. 4.

Рис. 4. Экспериментальная зависимость генерируемых частот от частоты накачки.

$$U_n = 2,6 \text{ в}; 1 - \Delta(f' + f''), 2 - \Delta f'', 3 - \Delta f'.$$

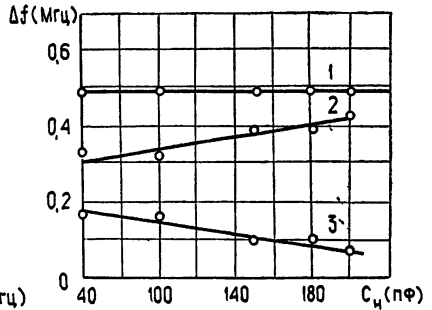


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость генерируемых частот от величины емкости C_n , подключенной к линии.

$$U_n = 2,6 \text{ в}, f_n = 12,49 \text{ МГц}; 1 - \Delta(f' + f''), 2 - \Delta f'', 3 - \Delta f'.$$

стей. На рис. 4 показана зависимость приращения генерируемых частот $\Delta f'$ и $\Delta f''$ от приращения частоты накачки Δf_n . При изменении f_n меняется ξ_0 . Увеличение частоты накачки приводит к росту генерируемых частот, сумма их при этом остается равной частоте накачки. Это подтверждает комбинационный характер возникновения колебаний.

Кроме того, на рис. 5 приведены зависимости генерируемых частот от величины емкости C_n , подключенной к линии. При изменении C_n f' и f'' меняются в противоположные стороны, в сумме оставаясь равными частоте накачки. Емкость C_n изменяет обе собственные частоты линии. Степень влияния C_n на f_1 и f_2 определяется точкой ее включения в линию. В эксперименте C_n оказывает более сильное влияние на f_1 , так как она уменьшает собственные частоты.

Распределенный двухчастотный параметрический генератор, как и генераторы комбинационных частот [9] и двухконтурный параметрический генератор [5], позволяет получить стабильность частоты, близкую к стабильности генератора накачки. При стабильной частоте накачки он может быть применен для диапазонной стабилизации частоты (при этом необходимо изменять собственные частоты линии в противоположные стороны), стабилизации несущей при ЧМ, а также в качестве синхронизируемого или подстраиваемого генератора в системах синхронизации или автоподстройки в диапазоне СВЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Уткин, Радиотехника и электроника, 14, № 2, 267 (1969).
2. Ю. А. Митропольский, Лекции по методу усреднения в нелинейной механике, изд. Наукова Думка, Киев, 1966.
3. У. Лэмб, Лекции по теории оптических лазеров в книге «Квантовая оптика и квантовая радиофизика», изд. Мир, М., 1966.
4. Ю. В. Григорьев, В. К. Руденко, Р. В. Хохлов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 9, № 5, 932 (1966).
5. Г. М. Уткин, Радиотехника и электроника, 9, № 12, 2166 (1964).
6. Г. М. Уткин, Радиотехника и электроника, 4, № 2, 272 (1959).

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
15 июня 1971 г.

ON LUMPED TWO-FREQUENCY PARAMETRIC OSCILLATORS

T. A. Panina, G. M. Utkin

Abbreviated equations have been obtained for the two-frequency lumped parametric oscillator consisting of a long line and semi-conducting diodes. The results of investigation of the stationary regime are given.
