

1. Беловолов М. И., Дианов Е. М., Лучников А. В., Прохоров А. М. Волоконно-оптические направленные ответвители с малыми потерями. — Квантов. электроника, 1980, № 7, с. 1578—1580. 2. Богомолов Н. Ф., Свиридов В. А., Хотяинцев С. Н. Сварка волоконных световодов. — Вестн. Киев. политехн. ин-та. Радиотехника, 1982, вып. 19, с. 11—12.

Поступила в редколлегию 15.09.82

УДК 621.373.5

В. И. СКАЧКО, ст. науч. сотр., С. Ф. КАШТАНОВ, мл. науч. сотр.,  
И. А. ШАТОХИНА, студ.

### К АНАЛИЗУ ДВУХДИОДНЫХ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ НА ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДАХ

Разработка миниатюрных СВЧ-генераторов на ЛПД связана с применением относительно низкодобротных резонансных систем, в которых часть электрической энергии, запасаемой нелинейной емкостью ЛПД, сравнима с электрической энергией, запасаемой линейными элементами системы, т. е. такие автоколебательные системы нельзя рассматривать как близкие к линейным консервативным. В СВЧ-генераторах с резонансной системой на квазисосредоточенных элементах, например, в широкодиапазонных СВЧ-генераторах на ЛПД с токовой перестройкой частоты практически вся электрическая энергия колебаний запасается нелинейной емкостью ЛПД. Следовательно, автоколебательные системы таких генераторов должны рассматриваться как близкие к нелинейным консервативным.

Проведем сравнительный анализ схем двухдиодных СВЧ-генераторов на ЛПД на квазисосредоточенных элементах с последовательным (рис. 1,а) и встречно-последовательным включением диодов (рис. 1,б), где  $R_n$  — сопротивление нагрузки;  $L$  — сосредоточенная индуктивность;  $D_1, D_2$  — ЛПД. Эквивалентную схему ЛПД можно представить [3] в виде последовательно включенных активного сопротивления

$$R_d = R_0 \cdot K_1(\omega; A) \quad (1)$$

и эквивалентной емкости

$$C = C_6 / K_2(\omega; A), \quad (2)$$

где  $R_0$  — изотермическое дифференциальное сопротивление ЛПД;  $C_6$  — барьерная емкость  $p-n$ -перехода ЛПД;  $K_1(\omega; A)$ ;  $K_2(\omega; A)$  — зависящие от частоты  $\omega$  и амплитуды  $A$  функции.

При анализе схем рис. 1 удобно ввести параметр  $s$

$$s = 1/C; s_0 = 1/C_0 = dU/dQ = s_0 \left[ \frac{s_0(1-j)}{\varphi} \cdot Q \right]^{1-j}, \quad (3)$$

где  $s_0 = 1/C_0$  — параметр  $S$  при нулевом смещении;  $\varphi$  — контактная разность потенциалов;  $j$  — коэффициент, определяемый законом легирования  $p-n$ -перехода;  $Q$  — заряд.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением ЛПД с резкими  $p-n$ -переходами, имеющих ярко выраженную нелинейность барьерной емкости и обладающих известными [3] преимуществами перед ЛПД

с плавными  $p-n$ -переходами. Для них  $j = 1/2$  и вместо формулы (2) получим

$$s = K_2(\omega; A) \cdot s_0^2 \cdot Q/2\varphi. \quad (4)$$

Представим заряд  $Q$  в виде суммы постоянной  $q_=-$  и переменной  $q$  составляющих

$$Q = q_+ + q. \quad (5)$$

Подставляя выражение (5) в (4), получим

$$s(q) = K_2(\omega; A) \cdot s_0^2 \cdot (q_+ + q)/2\varphi. \quad (6)$$

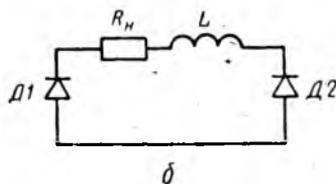
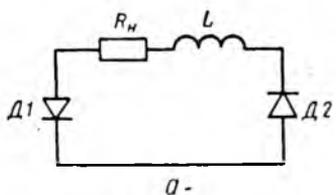


Рис. 1

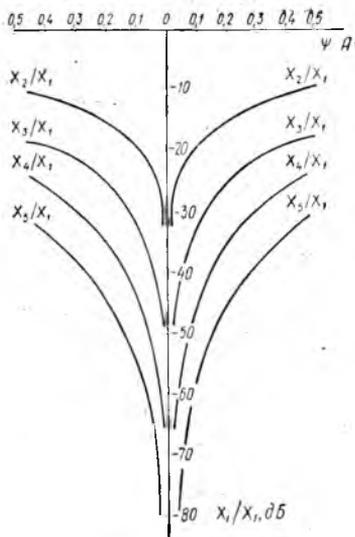


Рис. 2

На рис. 1 переменные составляющие заряда будут одинаковы в обоих диодах. Параметр  $S$  для каждого диода будет описываться формулой (6).

Запишем дифференциальные уравнения для переменных составляющих тока и заряда изучаемых схем генераторов в размерных переменных

$$\left. \begin{aligned} L \frac{di}{dt_p} - \int [K_{21}(\omega; A) \cdot s_{01}^2 \cdot (q_{=1} + q)/2\varphi_1 + K_{22}(\omega; A) \cdot s_{02}^2 \times \\ \times (q_{=2} + q)/2\varphi_2] dq = (R_D + R_H) \cdot i; \\ dq/dt_p = -i. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Индексы 1 и 2 в формулах (7) при  $K_2(\omega; A)$ ;  $s_0$ ;  $\varphi$ ;  $q_=-$  соответствуют ЛПД Д1 и Д2, а знаки «+» и «-» перед  $q$  — последовательному и встречно-последовательному включению диодов.

Проинтегрировав формулы (7) и введя безразмерные переменные  $t = \omega_0 t_p$ ;  $x = q/q_0$ ;  $i = -\omega_0 q_0 \frac{dx}{dt}$ ;  $\frac{di}{dt_p} = -\omega_0^2 q_0 \frac{d^2x}{dt^2}$ ;  $\omega_0^2 = \frac{1}{L} \times$   
 $\times \left( \frac{K_{21}}{2\varphi_1} \cdot s_{01}^2 \cdot q_{1=} + \frac{K_{22}}{2\varphi_2} \cdot s_{02}^2 \cdot q_{2=} \right)$ , получим

$$\frac{d^2x}{dt^2} + x(1 + \psi \cdot x) = \frac{R_d + R_n}{\omega_0 L} \cdot \frac{dx}{dt}, \quad (8)$$

где

$$\psi = \left( 1 \pm \frac{s_{02}^2}{s_{01}^2} \cdot \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \cdot \frac{K_{22}}{K_{21}} \right) \left( 1 + \frac{s_{02}^2}{s_{01}^2} \cdot \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \cdot \frac{K_{22}}{K_{21}} \right); \quad (9)$$

$\psi$  — параметр, характеризующий степень нелинейности емкости диодов, а знаки «+» и «-» в числителе (9) также, как и в выражении (7) соответствуют случаям последовательного и встречно-последовательного включения диодов.

Из выражения (9) вытекает, что  $\psi = 1$  для однодиодного генератора (когда  $S_{02} = 0$ ), так и для двухдиодного с последовательным включением диодов. Следовательно, спектральные характеристики однодиодного и двухдиодного генераторов с последовательным включением диодов будут одинаковыми.

При встречно-последовательном включении диодов  $\psi$  может стать равной нулю при

$$\frac{s_{02}^2}{s_{01}^2} \cdot \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \cdot \frac{K_{22}}{K_{21}} = 1. \quad (10)$$

Условия (10) выполняются при встречно-последовательном включении двух одинаковых диодов. Таким образом, при встречно-последовательном включении двух одинаковых ЛПД  $\psi = 0$  и уравнение (8) будет описывать автоколебательную систему, близкую к линейной консервативной. При включении разных диодов  $\psi$  может меняться от  $-1$  до  $+1$ .

Эффективным методом приближенного решения уравнения (8) является метод фазовой плоскости с нелинейным преобразованием переменных [2]. С его помощью нетрудно получить основные характеристики генератора с учетом амплитуды колебаний и степени нелинейности емкости диодов. В частности, выражение для амплитуд первых пяти гармонических составляющих колебаний в нелинейном времени имеют вид

$$\begin{aligned} X_1 &= A_0 + 0,2 \cdot \psi^2 \cdot A^3 + 0,22\psi^4 \cdot A^5; \\ X_2 &= 0,17 \cdot \psi \cdot A^2 + 0,15 \cdot \psi^3 A^4 - 0,22 \cdot \psi^5 A^6; \\ X_3 &= 0,07 \cdot \psi^2 \cdot A^3 + 0,11 \cdot \psi^4 \cdot A^5; \\ X_4 &= 0,04 \cdot \psi^3 \cdot A^4 + 0,09 \cdot \psi^5 \cdot A^6; \\ X_5 &= 0,02 \cdot \psi^4 \cdot A^5. \end{aligned} \quad (11)$$

На рис. 2 приведены рассчитанные по формуле (11) нормированные  $kX_1$  амплитуды второй, третьей, четвертой и пятой гармоник в зависимости от произведения  $\psi \cdot A$ .

При  $\psi = 1$  эти кривые отражают зависимость относительного уровня спектральных составляющих двухдиодного генератора с последовательным включением диодов и однодиодного генератора от амплитуды колебаний, и совпадают со спектральными характеристиками для однодиодного СВЧ-генератора на ЛПД, приведенными в работе [1].

Проведенный анализ автоколебательных систем двухдиодных СВЧ генераторов на ЛПД позволяет утверждать, что для уменьшения уровня высших гармоник автоколебаний необходимо проектировать генераторы по схеме со встречно-последовательным включением двух одинаковых диодов.

1. Белокопытов Р. Н. Применение фазово-импульсного метода для расчета автогенератора на лавинно-пролетном диоде. — Полупроводников. приборы и их применение, 1968, вып. 20, с. 382. 2. Самойло К. А. Метод анализа колебательных систем второго порядка. М.: Сов радио, 1976, с. 54—69. 3. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М.: Сов радио, 1968, с. 207—243.

Поступила в редколлегия 24.09.82

УДК 621.372.852.5

М. А. СТАРКОВ, мл. науч. сотр.

### ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КУБ С ИМПЕДАНСНЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Как указывается в работе [2], использование граничных условий типа магнитная стенка в теории открытых диэлектрических резонаторов (ОДР) может приводить к существенным ошибкам в определении собственных резонансных частот. Различные модели, учитывающие «просачивание» поля через ограничивающие резонатор поверхности, также не всегда дают верные результаты, поскольку в этих случаях не принимается во внимание влияние полей в угловых областях. Поэтому представляет интерес использование реальных граничных условий на поверхности тел, для которых имеется строгое решение. К числу таких резонаторов относится диэлектрическая сфера, граничные условия для которой (цосящие в общем случае импедансный характер) могут быть представлены (с учетом работы [3]) в виде

$$\frac{H_{\theta}}{E_r} = \frac{1}{i} \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu\mu_0}} \left[ \frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} - \frac{n}{ka} \right] \quad (1)$$

для магнитных типов колебаний  $H_{n0r}$ . Производя замены  $H \rightleftharpoons E$ ,  $\mu\mu_0 \rightleftharpoons \epsilon\epsilon_0$ , нетрудно получить аналогичное выражение для электрических колебаний  $E_{n0r}$ . Значения резонансного параметра  $ka$  находят при решении характеристических уравнений [1]

$$\sqrt{\epsilon} \frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} = \frac{n_{n-1}(k_0a)}{n_n(k_0a)} \quad (\text{для } H_{n0r}); \quad (2)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left[ \frac{j_{n-1}(ka)}{j_n(ka)} - \frac{n}{ka} \right] = \frac{n_{n-1}(k_0a)}{n_n(k_0a)} - \frac{n}{k_0a} \quad (\text{для } E_{n0r}), \quad (3)$$