

О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗРАБОТКИ МАЛОШУМЯЩИХ УСИЛИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В данном сообщении приведены результаты минимизации коэффициента шума усилителей на основе эффекта дифракционного излучения [1; 3]. Показано, что они перспективны при разработке малошумящих приемных устройств миллиметрового диапазона длин волн. Достаточно низкие уровни коэффициента шума $F_{ш}$ достигаются в двухрезонаторной схеме усилителя, в которой во входном и выходном каскадах используются открытые резонаторы, содержащие дифракционные решетки на одном из зеркал [2]. За основные источники шума приняты дробовый и тепловой шумы электронного пучка. Их спектральные плотности в минимуме потенциала вблизи катода определяются формулами Шоттки и Рекка [4]:

$$S_i = eI_0/2\pi; S_v = ekT_k(4 - \pi)/4\pi mI_0, \quad (1)$$

где I_0 , v_0 — средние значения силы тока и скорости частиц пучка на входе в пространство взаимодействия; e , m — заряд и масса электрона; k — постоянная Больцмана; T_k — температура катода.

Самосогласованная система уравнений, описывающая взаимодействие электронного пучка с полем в рассматриваемых приборах, приведена ранее [2]. На основе ее решения изучено преобразование начальных шумов пучка (1) в спектр выходных колебаний при прохождении усиливаемого регулярного сигнала. Найдено общее выражение для коэффициента шума двухрезонаторного усилителя в линейном режиме работы. Оно может быть приведено к виду [2]

$$F_{ш} = 1 + \frac{\pi G_1 P_0}{2kT} \left\{ \frac{S_i}{I_0^2} [(D_1' + AD_2')^2 + (D_1'' + AD_2'')^2] + \right. \\ \left. + \frac{S_v}{v_0^2} [(\Phi_{01}R_1' + A\Phi_{02}R_2')^2 + (\Phi_{01}R_1'' + A\Phi_{02}R_2'')^2] \right\} + \frac{\pi G_2 P_0 N_2 Q_1}{2kT \alpha_0 \alpha_{01} Q_2 K}. \quad (2)$$

Здесь K — максимальный в полосе частот коэффициент усиления регулярного сигнала; $T = 293$ К; $A = \sqrt{G_2/G_1 K \alpha_{02}^2}$; $N_2 = |D_2|^2 S_i/I_0^2 + |R_2|^2 S_v \Phi_{02}^2/v_0^2$. Штрихом и двумя штрихами обозначены действительная и мнимая части функций

$$R_j = (1/p_j) \int_0^1 f_j(\xi) \sin(\beta_p d\delta_j^1 + p_j \xi) \exp(i\Phi_{s_j} \xi) d\xi, \quad j = 1, 2;$$

$$D_j = \int_0^1 f_j(\xi) \cos(\beta_p d\delta_j^1 + p_j \xi) \exp(i\Phi_{s_j} \xi) d\xi, \quad j = 1, 2,$$

где δ_2^j — символ Кронекера; $\beta_p = \omega_p' / v_0$, $f_i(\xi)$ — распределение собственного типа колебаний в резонаторах; d — расстояние между входными сечениями резонаторов. Индексам 1, 2 соответствуют параметры входного и выходного резонаторов. При выводе выражения (2) предполагали, что начальные флюктуации пучка (1) некоррелированы и собственные частоты резонаторов совпадают.

Укажем основные факторы, приводящие к возбуждению шумовых колебаний на выходе рассматриваемых резонансных усилителей с распределенным взаимодействием. Во-первых, они возбуждаются вследствие начальных широкополосных флюктуаций (1), трансформирующихся вдоль пучка в выходной резонатор. Их вклад в коэффициент шума отражен последним слагаемым в формуле (2). Во-вторых, при начальной шумовой модуляции пучка в резонаторе возбуждаются случайные колебания. В результате обратного воздействия поля на пучок они приводят к возбуждению дополнительных узкополосных флюктуаций в пучке, распространяющихся в нем в виде волн пространственного заряда. В формуле (2) их влияние выражается слагаемыми в фигурных скобках. В силу регенеративного механизма взаимодействия пучка с полем [2] происходит существенное усиление флюктуаций пучка. Вклад таких слагаемых в значение $F_{ш}$ может оказаться определяющим, особенно при добротностях входного резонатора Q_1 , близких к добротности $Q_{пуск\ 1}$, при которой происходит возбуждение автоколебаний. Однако из выражения (2) следует, что если наложить ограничение на значение Q_1 , выбирая его равным $Q_1 = Q_{пуск\ 1} / 3$, а остальные параметры входного и выходного резонаторов задавать одинаковыми, то при расстоянии между центрами открытых резонаторов, равном нечетному числу половин плазменной длины волны*, выражение в фигурных скобках в (2) обращается в нуль. Физически это соответствует тому, что амплитуды волн плотности заряда, возбуждаемых в пучке в каждом из резонаторов под действием узкополосных шумовых колебаний, одинаковы, а фазы сдвинуты на 180° . В результате интерференции происходит взаимное подавление этих волн в выходном резонаторе и достигается минимальное значение $F_{ш}$.

В этих условиях коэффициент шума определяется только широкополосными флюктуациями пучка — последнее слагаемое в (2). Оно достигает минимального значения при соответствующем выборе расстояний от минимума потенциала до центра входного резонатора a_1 и размеров пятна поля в открытых резонаторах $R_{y1} = R_{y2} \equiv R_y$. Для основного типа колебаний с гауссовым распределением поля оптимальные значения R_y , a_1 устанавливаются из соотношений

$$\omega_p' / \omega = \sqrt{\mu} \operatorname{th} |R_y \Phi_r \beta_p / 2| \quad \text{при } a_1 = (2n + 2) \lambda_p / 4;$$

$$\omega_p' / \omega = \sqrt{\mu} \operatorname{cth} |R_y \Phi_r \beta_p / 2| \quad \text{при } a_1 = (2n + 1) \lambda_p / 4, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

* В анализируемых усилителях в отличие от клистронов при таком расстоянии между центрами резонаторов коэффициент усиления K может достигать достаточно больших значений [2].

где $\mu = kT_k(4 - \pi)/2m\nu_0^2$; $\Phi_r = \omega_r R_y(1 - \nu_0/\nu_\Phi)$; λ_p — плазменная длина волны.

Наконец, из (2) находим выражение для минимального коэффициента шума:

$$F_{ш, \min} = 1 + \frac{2}{3} \beta \frac{(1 - J_2) c}{J_2 T} \sqrt{\frac{T_k(4 - \pi) m}{2k}} = 1 + 3,7 \cdot 10^3 \beta (1 - J_2)/J_2, \quad (3)$$

где $\beta = \nu_0/c$, c — скорость света; $J_2 = Q_2/Q_{\text{пуск}2} < 1$; $T_k = 1100$ К. При этом коэффициент усиления $K = 3J_2/(1 - J_2)^2$.

Таким образом, минимальное значение $F_{ш}$ определяется ускоряющим напряжением пучка и «горячей» полосой пропускания выходного резонатора $\Delta\omega_2$, которая связана с $1 - J_2$ соотношением $\Delta\omega_2 = \omega_r(1 - J_2)/Q_2$. Здесь $\Delta\omega_2$ практически совпадает с рабочей полосой усилителя [2]. Согласно (3), уменьшая ν_0 и рабочую полосу усилителя, теоретически можно получить сколь угодно низкие значения $F_{ш}$ данных усилителей, что выгодно отличает их от других электронных приборов СВЧ. Например, в ЛБВ в рамках тех же исходных предпосылок об источниках шума (1) $F_{ш} \simeq 4$ [4]. Достижение малых значений $F_{ш}$ в усилителях на основе эффекта дифракционного излучения обусловлено спецификой электронно-волнового взаимодействия, а именно особенностями возбуждения в них волн плотности пространственного заряда и возможностью регулировать в широких пределах отношение $Q/Q_{\text{пуск}}$ в каждом из резонаторов [2]. На практике достаточно просто получить $F_{ш, \min}$, определяемое формулой (3). Например, при типичных для подобных приборов значениях $\omega_r/\omega = 0,01$ и $\beta = 0,1$ эти условия выполняются, если радиусы пятна поля в резонаторах примерно равняются центральной длине волны усиливаемого сигнала λ , расстояние от минимума потенциала до центра входного резонатора примерно $2,5\lambda$, а расстояние между центрами резонаторов — около 5λ . Это можно реализовать, применяя в качестве входного и выходного резонаторов колебательные системы генераторов дифракционного излучения.

Список литературы: 1. Вауриц Д. М., Третьяков О. А. Усилители на основе эффекта дифракционного излучения // Журн. техн. физики. — 1984. — 54, вып. 4. — С. 827 — 831. 2. Вауриц Д. М., Романцов Ю. А., Третьяков О. А. Теория двухкаскадного резонансного усилителя с распределенным взаимодействием О-типа // Электрон. техника. Сер. Электрон. СВЧ. — 1985. — Вып. 8. — С. 3 — 8. 3. Вауриц Д. М., Третьяков О. А. Теория резонансных усилителей с длительным взаимодействием // Изв. вузов. Радиофизика. — 1984. — 29, № 2. — С. 238 — 249; 1985. — 30, № 1. — С. 107 — 116. 4. Голубенцев А. Ф., Минкин Л. М. Шумы и флуктуации в электронных потоках. — Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1981. — Ч. 2. — 108 с.

Поступила в редколлегию 23.05.86.