

УДК 621.385.62.01

ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ДЛИТЕЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ. I

Д. М. Ваврич, О. А. Третьяков

Поставлена и решена задача о возбуждении поля в резонаторе (объемном или открытом) с дифракционной решеткой (замедляющей системой) на одном из зеркал и электронным пучком, пролетающим вдоль этой решетки, электронный пучок модулируется внешним сигналом на входе в резонатор, пространственный заряд пучка не учитывается. Показано, что возможен устойчивый режим стационарного усиления, изучаются характеристики усилителя как функции его исходных параметров, рассмотрены переходные процессы. Полученные аналитические и численные результаты указывают на перспективность применений данных регенеративных усилителей в диапазоне миллиметровых длин волн.

1. Введение. Физические предпосылки теории. Резонансные автогенераторы с длительным взаимодействием относятся к числу перспективных источников электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона длин волн (см., например, [1-6]). Поскольку известно, что между задачами об автоколебаниях и вынужденных колебаниях в нелинейных системах имеется определенная взаимосвязь, то представляется целесообразным изучить возможность создания усилителей миллиметровых волн на основе резонансных систем с распределенным взаимодействием типа генераторов дифракционного излучения, оротрона, ладдертрона, резонансной ЛОВ.

Пример принципиальной схемы объекта теоретического исследования данной работы показан на рис. 1. Усилитель состоит из двух основных элементов, функционально связанных между собой: входного устройства и усилительной секции. Электронный пучок проходит через модулятор, где подвергается воздействию входного сигнала, и далее движется в резонаторе, где вступает в длительное взаимодействие с электромагнитным полем, пролетая вдоль участка периодической структуры, нанесенной на одно из зеркал электродинамической системы. В основу развита здесь теория положены следующие физические допущения относительно свойств модулятора и резонансной электродинамической системы.

1) Во входном устройстве электроны пучка моделируются по скорости так, что на выходе из него (и соответственно, на входе в пространство взаимодействия резонатора) скорость частиц

$$v = v_0(1 - M \cos \varphi_0), \quad \varphi_0 = \omega t_0. \quad (1)$$

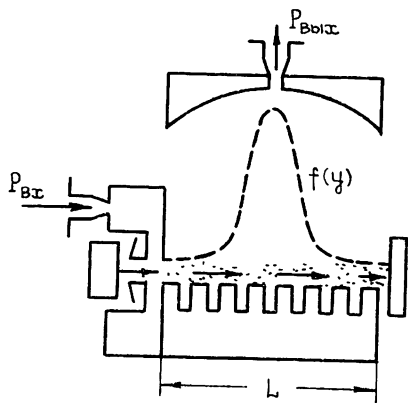


Рис. 1.

нанося на одно из зеркал электродинамической системы. В основу развита здесь теория положены следующие физические допущения относительно свойств модулятора и резонансной электродинамической системы.

1) Во входном устройстве электроны пучка моделируются по скорости так, что на выходе из него (и соответственно, на входе в пространство взаимодействия резонатора) скорость частиц

Здесь v_0 — средняя скорость частиц пучка, ω — частота модулирующего сигнала, t_0 — время влета электрона в пространство взаимодействия, M — коэффициент модуляции.

В данной работе не рассматриваются физические процессы в самом модуляторе: мы полагаем, что конечным их результатом является изменение скорости электронов в пучке по закону, определяемому формулой (1). Значение коэффициента M определяется конструкцией и параметрами модулятора и может быть записано в следующем общем виде:

$$M = \sqrt{2K_{\text{вх}}P_{\text{вх}}/P_0}, \quad (2)$$

где величина $K_{\text{вх}}$ зависит от типа модулятора, $P_{\text{вх}}$ — мощность входного сигнала, $P_0 = I_0U_0$ — постоянная составляющая мощности пучка. Для модуляторов клистронного типа, например, верна формула (1), а связь между величинами $K_{\text{вх}}$, M и параметрами входного резонатора хорошо известна (см., например, [7]).

Будем считать, что модуляция пучка является малой и выполняется условие

$$(M\Phi_0)^2 \ll 1, \quad (3)$$

где $\Phi_0 = \omega L/v_0$, L — длина пространства взаимодействия (см. рис. 1). Длительный характер взаимодействия пучка с полем означает, что для величины Φ_0 выполняется условие

$$\Phi_0 \gg 1. \quad (4)$$

На практике это требование обычно всегда выполняется в резонансных приборах с длительным взаимодействием миллиметрового диапазона длин волн.

2) При заданной настройке резонатора в нем может возбуждаться электронным пучком только один тип колебания, т. е. в работе будет изучаться монотонный режим возбуждения колебаний.

3) Время пролета электронов вдоль пространства взаимодействия является малым по сравнению с характерным временем изменения амплитуды возбуждаемого колебания.

Из условий 2) и 3) следует, что величина нагруженной добротности резонатора ограничена снизу условием

$$Q_r \gg \omega L/2v_0. \quad (5)$$

Кроме этих трех основных допущений полагаем также, что движение электронов в пространстве взаимодействия является одномерным и нерелятивистским, влияние поля пространственного заряда пренебрежимо мало, основной вклад во взаимодействии электронов с полем резонатора определяется синхронной с пучком волной. Все эти дополнительные допущения мы вводим лишь для простоты выкладок, при дальнейшем развитии теории их можно снять без принципиальных затруднений.

2. Основные уравнения теории. Электромагнитные колебания в резонаторе, возбуждаемые предварительно промодулированным электронным пучком, находим путем совместного решения уравнения возбуждения резонатора в форме Вайнштейна и уравнения движения электронов в поле синхронной волны. Для постановки задачи электроники, таким образом, необходимо предварительно решить краевую электродинамическую задачу для «холодного» резонатора (при отсутствии в нем пучка) [8]. Полагаем, что нам уже известны из этого решения собственная частота резонатора ω_r , соответствующий ей

тип колебания, который характеризуется его нормой N_r , величиной нагруженной добротности Q , и распределением поля вдоль пространства взаимодействия $f(y)$, а также известна зависимость фазовой скорости синхронной волны как функция частоты v_ϕ .

Для решения задачи электроники необходимо выписать только продольную составляющую вектора напряженности электрического поля синхронной волны возбуждаемого колебания:

$$E_y = (1/2) A(t) f(y) \exp \{i [ky - \omega t - \gamma(t)]\}. \quad (6)$$

Искомые величинами здесь являются амплитуда и фаза колебания — $A(t)$ и $\gamma(t)$ соответственно; множитель $1/2$ введен для удобства выкладок. Из условий 2) и 3) следует, что $A(t)$ и $\gamma(t)$ являются медленно меняющимися функциями времени, мгновенная частота колебания

$$\omega_\mu(t) = \omega + d\gamma/dt \quad (7)$$

мало отличается от частоты входного сигнала и собственной частоты резонатора.

Для решения задачи введем безразмерную амплитуду возбуждаемого колебания $F(t) = A(t)L/U_0$, где U_0 — напряжение пучка, безразмерное «медленное» время $\tau = t\omega_r/2Q$ и координату $\xi = y/L$. Выпишем систему уравнений для амплитуды $F(\tau)$ и фазы $\gamma(\tau)$, которая получается стандартным образом из уравнения возбуждения и уравнения движения:

$$\frac{dF}{d\tau} = -F + \frac{G}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \cos [\varphi_0 + \Phi_s \xi + \theta(\varphi_0, \xi) + \gamma(\tau)] d\varphi_0 d\xi; \quad (8a)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \delta_r - \frac{G}{4\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \sin [\varphi_0 + \Phi_s \xi + \theta(\varphi_0, \xi) + \gamma(\tau)] d\varphi_0 d\xi, \quad (8b)$$

где $\varphi_0 \in [0, 2\pi]$, $\theta(\varphi_0, \xi)$ находится из решения уравнения движения, имеющего вид

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \frac{\Phi_0}{4} F \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\theta}{d\xi} \right)^3 f(\xi) \cos(\varphi_0 + \Phi_s \xi + \theta + \gamma) \quad (9a)$$

с начальными условиями при $\xi=0$,

$$\theta=0, \quad d\theta/d\xi = \Phi_0 M \cos \varphi_0. \quad (9b)$$

Здесь $G = 2I_0 L^2 Q_r / \omega_r N_r U_0$ — параметр эффективности взаимодействия электронного пучка с полем резонатора, он фигурировал в теории резонансных генераторов [4, 9], $\delta_r = 2Q_r(\omega_r - \omega) / \omega_r$ — параметр расстройки частоты входного сигнала относительно частоты резонатора, $\Phi_s = \Phi_0(1 - v_0/v_\phi)$ — параметр рассинхронизма электронов с волной.

Как видно, амплитуда и фаза вынужденного колебания связаны между собой системой нелинейных интегродифференциальных уравнений (8), (9). Это означает физически, что причиной одного из нелинейных эффектов в такой колебательной системе является сдвиг по фазе между входным сигналом, модулирующим электронный пучок, и возбуждаемым им полем в резонаторе.

Систему уравнений (8), (9) можно решать численно. Однако задачу интегрирования этих уравнений можно существенно упростить, если преобразовать их с учетом условий (3) и (5). Преобразуем сначала уравнение движения. При условии (3) решение задачи (9) удобно находить в виде суммы двух слагаемых:

$$\theta(\varphi_0, \xi) = \theta_0(\varphi, \xi) + M\Phi_0 z(\varphi, \xi) \cos \varphi_0, \quad (10)$$

где $\varphi = \varphi_0 + \gamma$. Функция $\theta_0(\varphi, \xi)$, $\varphi \in [0, 2\pi]$ определяет движение электронов без учета модуляции пучка на входе в пространство взаимодействия ($M=0$) и является решением уравнения (9а) при начальных условиях для $\xi=0$:

$$\theta_0 = d\theta_0/d\xi = 0. \quad (11)$$

Второе слагаемое в правой части (10) определяет изменение траектории электронов, которое вызывается слабой начальной модуляцией пучка. Функция $z(\varphi, \xi)$, $\varphi \in [0, 2\pi]$ находится как решение дифференциального уравнения

$$d^2z/d\xi^2 - a_1(\varphi, \xi)F dz/d\xi + a_2(\varphi, \xi)Fz = 0 \quad (12a)$$

при начальных условиях для $\xi=0$,

$$z = 0, \quad dz/d\xi = 1. \quad (12б)$$

Переменные коэффициенты в уравнении (12а) зависят от функции $\theta_0(\varphi, \xi)$ и имеют вид

$$a_1(\varphi, \xi) = (3/4)f(\xi)(1 + \Phi_0^{-1}d\theta_0/d\xi)^2 \cos(\varphi + \Phi_s\xi + \theta_0); \quad (13a)$$

$$a_2(\varphi, \xi) = (\Phi_0/4)f(\xi)(1 + \Phi_0^{-1}d\theta_0/d\xi)^3 \sin(\varphi + \Phi_s\xi + \theta_0). \quad (13б)$$

При отыскании решения задачи (9) в виде (10) мы использовали также следствие условия (5), согласно которому величина $\gamma(\tau)$ мало изменяется за время пролета электроном пространства взаимодействия.

Преобразуем теперь уравнения возбуждения (8). Подставим решение уравнения движения в форме (10). При условии (3) в правых частях уравнений (8) удастся выделить в явном виде зависимость от фазы $\gamma(\tau)$. В результате вместо исходных интегродифференциальных уравнений (8) получим систему нелинейных дифференциальных уравнений следующего вида:

$$dF/d\tau = \alpha(F)F - M\Phi_0G [R_1(F) \cos \gamma + R_2(F) \sin \gamma]; \quad (14a)$$

$$Fd\gamma/d\tau = \delta(F)F - M\Phi_0G [R_3(F) \cos \gamma + R_4(F) \sin \gamma]. \quad (14б)$$

Коэффициенты $\alpha(F)$ и $\delta(F)$ имеют смысл соответственно нелинейного инкремента (декремента) колебаний и нелинейной расстройки частоты в «горячем» резонаторе и вычисляются по формулам

$$\alpha(F) = GS_1(F) - 1, \quad \delta(F) = \delta_r - GS_2(F), \quad (15)$$

где

$$S_1(F) = \frac{1}{4\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \cos[\varphi + \Phi_s\xi + \theta_0(\varphi, \xi)] d\varphi d\xi; \quad (16a)$$

$$S_2(F) = \frac{1}{4\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \sin[\varphi + \Phi_s\xi + \theta_0(\varphi, \xi)] d\varphi d\xi. \quad (16б)$$

Функции $R_i(F)$, $i=1, 2, 3, 4$, также вычисляются по прямым формулам

$$R_1(F) = \frac{1}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} z(\varphi, \xi) \cos \varphi \sin[\varphi + \Phi_s\xi + \theta_0(\varphi, \xi)] d\varphi d\xi,$$

$$R_2(F) = \frac{1}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} z(\varphi, \xi) \sin \varphi \sin[\varphi + \Phi_s\xi + \theta_0(\varphi, \xi)] d\varphi d\xi, \quad (17)$$

$$R_3(F) = \frac{1}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} z(\varphi, \xi) \cos \varphi \cos [\varphi + \Phi_s \xi + \theta_0(\varphi, \xi)] d\varphi d\xi,$$

$$R_4(F) = \frac{1}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} z(\varphi, \xi) \sin \varphi \cos [\varphi + \Phi_s \xi + \theta_0(\varphi, \xi)] d\varphi d\xi.$$

Сравним исходную (8) и преобразованную (14) системы уравнений возбуждения. Уравнения (8) связывают между собой качественно различные характеристики изучаемого процесса — амплитуду $F(\tau)$ и фазу $\gamma(\tau)$ поля макроскопического колебания в резонаторе и характеристики микроскопических взаимодействий электронов с этим полем, представленные функцией $\theta(\varphi_0, \xi)$. По физическому смыслу выполненные преобразования системы (8) направлены на то, чтобы отделить описание макроскопических процессов от микроскопических. В результате получилось, что процессу возбуждения макроскопического колебания в резонансной системе с распределенным взаимодействием соответствует система нелинейных дифференциальных уравнений (14), а описание микроскопических процессов вошло в характеристические функции этих уравнений $S_j(F)$, $j=1,2$; $R_i(F)$, $i=1,2,3,4$. Весьма важным является то, что все эти характеристические функции, в сущности, вычисляются по прямым формулам и, кроме того, не зависят от двух основных физических параметров G и M (в системе уравнений (14) они выделились в явном виде). Для решения данной задачи можно широко применять стандартные методы теории колебаний. При этом вся специфика распределенного взаимодействия электронного пучка с полем резонатора содержится в колебательных характеристиках $S_j(F)$ и характеристиках возбуждения $R_i(F)$.

В частном случае $M=0$, что соответствует отсутствию модулирующего входного сигнала ($P_{вх}=0$), система (14) переходит в систему уравнений для автогенератора с распределенным взаимодействием, полученную в работе [9].

3. Режим стационарного усиления и параметры усилителя. Из вида системы уравнений (14) следует, что она имеет стационарные решения двух следующих типов при $\tau \rightarrow \infty$:

$$dF/d\tau = 0, \quad d\gamma/d\tau = 0; \quad (18)$$

$$F(\tau) = F(\tau + T), \quad \gamma(\tau) = \gamma(\tau + T), \quad (19)$$

где T — некоторый параметр, имеющий физический смысл периода биений в возбуждаемом колебании. Решения типа (18) соответствуют синхронному режиму возбуждения колебаний, а типа (19) — асинхронному режиму. В данной работе мы ограничимся изучением решений типа (18) при условии, что величина тока пучка I_0 меньше стартового тока автоколебаний I_{st} . Синхронный и асинхронный режимы, которые могут существовать при $I_0 > I_{st}$, будут предметом отдельного исследования. Обозначим $J = I_0/I_{st}$; в области режима усиления ($J < 1$) решение уравнений (14) можно найти в аналитической форме методом разложений по малому параметру. Представим зависящие от амплитуды колебаний F величины в уравнениях движения для функций $\theta_0(\varphi, \xi)$, $z(\varphi, \xi)$ в виде рядов по степеням F . Решение (10) также ищем в виде рядов по степеням F , и в линейном приближении находим, что

$$\theta_0(\varphi, \xi) = (\Phi_0/4) F \int_0^\xi f(\xi') (\xi - \xi') \cos(\varphi + \Phi_s \xi') d\xi'; \quad (20)$$

$$z(\varphi, \xi) = \xi. \quad (21)$$

В решении (21) формально имеется еще одно слагаемое, пропорциональное F , однако оно не дает вклада в выражения для R_i и поэтому не выписано. Подставив (20) и (21) в (16), (17), получим

$$\alpha \equiv \alpha_0 = \Phi_0 G \Psi_1(\Phi_s) - 1; \quad (22a)$$

$$\delta \equiv \delta_0 = \delta_r - \Phi_0 G \Psi_2(\Phi_s); \quad (22б)$$

$$R_1 = -R_4 \equiv Y_1(\Phi_s) = (1/4) \int_0^1 f(\xi) \xi \sin \Phi_s \xi d\xi; \quad (22в)$$

$$R_2 = R_3 \equiv Y_2(\Phi_s) = (1/4) \int_0^1 f(\xi) \xi \cos \Phi_s \xi d\xi. \quad (22г)$$

Для функций $\Psi_1(\Phi_s)$ и $\Psi_2(\Phi_s)$ также получены интегральные представления:

$$\Psi_1(\Phi_s) = (1/16) \int_0^1 f(\xi) \int_0^\xi f(\xi') (\xi' - \xi) \sin [\Phi_s (\xi' - \xi)] d\xi' d\xi; \quad (23a)$$

$$\Psi_2(\Phi_s) = (1/16) \int_0^1 f(\xi) \int_0^\xi f(\xi') (\xi' - \xi) \cos [\Phi_s (\xi' - \xi)] d\xi' d\xi. \quad (23б)$$

Как видно, в данном приближении все характеристические функции не зависят от амплитуды колебаний F , а определяются лишь параметром рассинхронизма Φ_s и функцией распределения поля вдоль пространства взаимодействия $f(\xi)$ для возбуждаемого типа колебания.

Подставив (22) в систему уравнений (14), получим

$$dF/d\tau = \alpha_0 F - M \Phi_0 G X(\Phi_s) \sin(\gamma + \mu); \quad (24a)$$

$$Fd\gamma/d\tau = \delta_0 F - M \Phi_0 G X(\Phi_s) \cos(\gamma + \mu), \quad (24б)$$

где

$$X(\Phi_s) = \sqrt{Y_1^2(\Phi_s) + Y_2^2(\Phi_s)}, \quad \mu = \text{Arctg} [Y_1(\Phi_s)/Y_2(\Phi_s)].$$

Система уравнений (24) является типичной для колебательных систем томсоновского типа с внешней гармонической силой [10].

Для основных типов колебаний объемных и открытых резонаторов интегралы в формулах (22), (23) можно вычислить. Например, для объемного резонатора с однородным распределением поля вдоль пространства взаимодействия, которому соответствует $f(\xi) = 1$, получаем

$$X(\Phi_s) = (1/4 \Phi_s^2) [\Phi_s^2 + 2(1 - \cos \Phi_s - \Phi_s \sin \Phi_s)]^{1/2},$$

$$\mu(\Phi_s) = \text{Arctg} [(\sin \Phi_s - \Phi_s \cos \Phi_s) / (\Phi_s \sin \Phi_s + \cos \Phi_s - 1)],$$

$$\Psi_1(\Phi_s) = (1/16 \Phi_s^3) [\Phi_s \sin \Phi_s - 2(1 - \cos \Phi_s)],$$

$$\Psi_2(\Phi_s) = (1/16 \Phi_s^3) [\Phi_s (1 + \cos \Phi_s) - 2 \sin \Phi_s].$$

Нормированная функция распределения поля для основного гауссова типа колебания в открытом резонаторе имеет вид [11]

$$f(\xi) = f_0 \exp[-(\xi - 1/2)^2/\omega^2], \quad f_0 = \left[2\omega \int_0^1 \exp(-2x^2) dx \right]^{-1/2},$$

где ω — полуширина пятна поля, отнесенная к длине пространства взаимодействия L . Для данного распределения поля и типичных значений ω имеем

$$X(\Phi_s) = [\omega(1 + \Phi_s^2 \omega^4)/8\sqrt{2\pi}]^{1/2} \exp(-\Phi_s^2 \omega^2/4),$$

$$\mu(\Phi_s) = \text{Arctg} \left[\left(\sin \frac{\Phi_s}{2} + \Phi_s \omega^2 \cos \frac{\Phi_s}{2} \right) / \left(\cos \frac{\Phi_s}{2} - \Phi_s \omega^2 \sin \frac{\Phi_s}{2} \right) \right],$$

$$\Psi_1(\Phi_s) = \Phi_s (\omega^3 \sqrt{2\pi}/32) \exp(-\Phi_s^2 \omega^2/2).$$

Система уравнений (24) решается аналитически. Выпишем явные выражения для амплитуды и фазы колебаний, возбуждаемых в резонаторе:

$$F = M\Phi_0 G X(\Phi_s) / \sqrt{\alpha_0^2 + \delta_0^2}, \quad \gamma = -\mu(\Phi_s) + \text{Arctg}(\alpha_0/\delta_0). \quad (25)$$

Это решение является устойчивым при $\alpha_0 < 0$, что соответствует условию $J < 1$.

Определим электронный коэффициент усиления как мощность, отдаваемую пучком полю в резонаторе

$$P_r = F^2 U_0^2 \omega_r N_r / 2Q_r L^2, \quad (26)$$

отнесенную к переменной составляющей мощности пучка на входе в пространство взаимодействия $P_e = K_{\text{вх}} P_{\text{вх}}$. Тогда для абсолютного значения электронного коэффициента усиления получим простую формулу

$$K = 2G\Phi_0^2 X^2(\Phi_s) / (\alpha_0^2 + \delta_0^2). \quad (27)$$

Для усилителя как прибора коэффициент усиления равен

$$K_{\text{пр}} = K K_{\text{вх}} (1 - Q_r/Q_0), \quad (28)$$

где Q_0 — собственная добротность ненагруженного резонатора.

Выпишем формулу для электронного коэффициента усиления, измеряемого в децибелах и выраженного через параметры электронного пучка и резонатора:

$$K(\text{дБ}) = 10 \lg \left\{ \frac{2m\omega_r Q_r I_0 L^4}{e N_r U_0^2} \frac{X^2(\Phi_s)}{(1 - J)^2 + 4Q_r^2 (\omega - \omega_0)^2 / \omega_r^2} \right\}, \quad (29a)$$

где e , m — заряд и масса электрона и

$$\omega_0 = \omega_r (1 - \Phi_0 G \Psi_2(\Phi_s) / 2Q_r). \quad (29б)$$

Полученное выражение (29) характерно для регенеративных усилителей наличием резонансного множителя в знаменателе. Эта формула является приближенной, так как она получена на основе линеаризации уравнений движения.

Для оценки области применимости формул (27) — (29) проводилось сравнение результатов, выполненных по ним расчетов с точными численными решениями системы уравнений (14). Установлено, что при вариациях всех допустимых значений физических параметров задачи результаты вычислений по этим приближенным формулам практически не отличаются от точного решения, когда величина рабочего тока пучка ограничивается условием $J_0 < 0,5$, где $J_0 = I_0 / I_{\text{st min}}$, $I_{\text{st min}}$ — минимальный стартовый ток автоколебаний. Этой же формулой можно пользоваться и в области $0,5 < J_0 < 1$; ошибка при этом будет тем меньше,

чем меньше отношение P_e/P_0 . Пример такого сравнения показан на рис. 2, где приводятся расчеты зависимости максимального значения коэффициента усиления для случая гауссова распределения поля от величины тока пучка (пунктир — расчеты по формуле (29), сплошные линии — по точному решению системы (14)), $1 - P_e/P_0 = 0,25 \cdot 10^{-5}$, $2 - P_e/P_0 = 1,0 \cdot 10^{-5}$, $3 - P_e/P_0 = 2,0 \cdot 10^{-5}$.

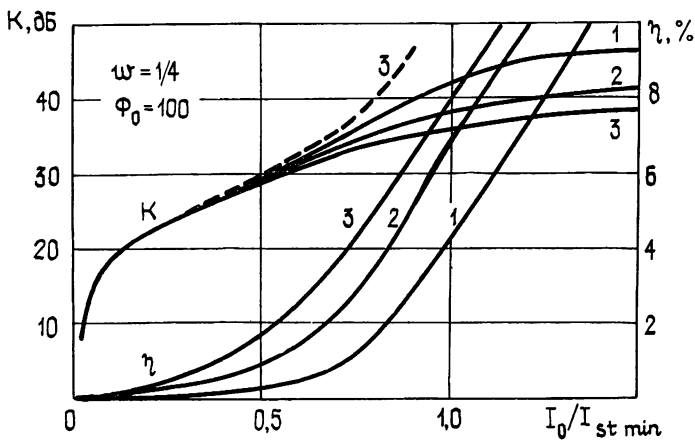


Рис. 2.

Максимальные значения коэффициента усиления достигаются в усилителе, когда совместно выполняются условия пространственного и временного синхронизма электронов пучка и синхронной волны. Это обеспечивается путем подбора соответствующего сочетания оптимальных значений расстройки частоты входного сигнала относительно частоты резонатора δ_r^0 и начального рассинхронизма электронов пучка и синхронной с ними волны Φ_s^0 . При этом же условии ($\delta_r = \delta_r^0$, $\Phi_s = \Phi_s^0$) достигается и максимум электронного КПД усилителя; зависимость его от тока пучка также показана на рис. 2. Электронный КПД усилителя η связан с амплитудой колебаний поля в резонаторе F таким же соотношением, как и для авогенераторов [4]:

$$\eta(F) = F^2/G. \quad (30)$$

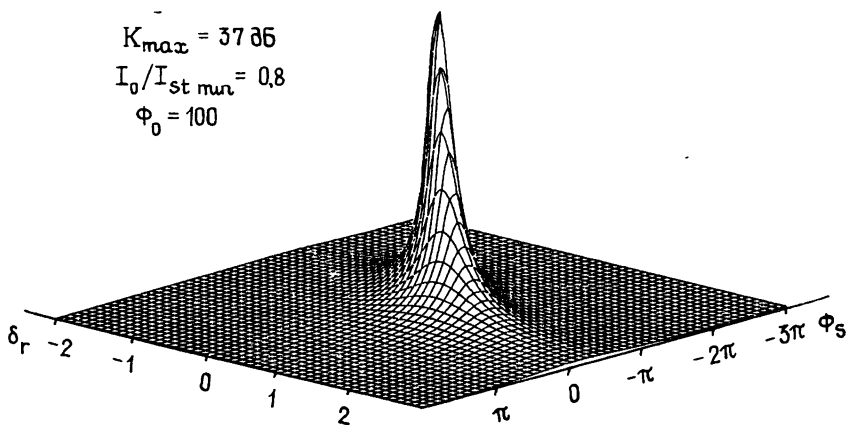


Рис. 3.

Зависимость коэффициента усиления от рассинхронизма и частоты наглядно иллюстрирует рис. 3 для однородного распределения

поля $f(\xi) = 1$. Если провести сечение функции $K(\delta_r, \Phi_s)$ плоскостью $K = \text{const}$, то на плоскости (δ_r, Φ_s) получим ограниченную область изменения этих параметров, где $\text{const} \leq K < K_{\text{max}}$.

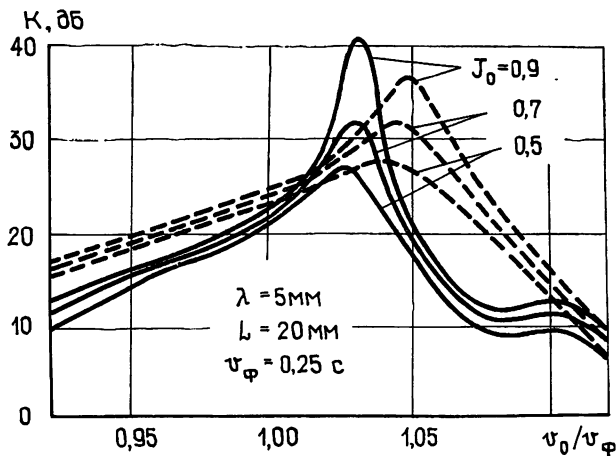


Рис. 4.

С помощью рис. 4 удобно проследить количественное влияние рассинхронизма на величину коэффициента усиления, который вычислялся при фиксированной расстройке частоты $\delta_r = 0$ для однородного распределения поля (сплошная линия) и гауссова $\omega = 1/4$ (пунктир). На этом рисунке представлена, в сущности, перестройка усилителя напряжением пучка. Отметим, что с увеличением тока пучка максимальное значение коэффициента усиления увеличивается, а ширина зоны усиления по ускоряющему напряжению уменьшается.

Максимум коэффициента усиления по частоте находим по формуле (29) с учетом условия (5). Он достигается на частоте $\omega = \omega_0$ и равен

$$K_0 = 2G\Phi_0^2 X^2(\Phi_s)(1 - J)^{-2}. \quad (31)$$

Полоса частот на уровне половинной мощности с центральной частотой ω_0 равна

$$\Delta\omega = \omega_r(1 - J)/Q. \quad (32)$$

Используя (31) и (32), запишем соотношение, которым обычно пользуются для характеристики усилителя:

$$\Delta\omega K_0 = 2(m/e)U_0^{-2}N_r^{-1}L^4 X^2(\Phi_s)\omega_r^2 I_0(1 - J)^{-1}. \quad (33)$$

Как видно, для резонансных усилителей данного типа соотношение (33) не зависит в явном виде от добротности резонатора и возрастает с увеличением тока пучка.

Приведем пример расчета усилителя на основе данной теории. Рассмотрим в качестве усилительной секции открытый резонатор и электронный пучок с параметрами, характерными для генераторов дифракционного излучения [11]: $L = 40$ мм, $\omega = 1/4$, $Q_r = 10^3$, $Q_r/Q_0 = 0,5$, $U_0 = 2,5$ кВ, $J = 0,8$. Тогда коэффициент усиления при $K_{\text{вх}} = 0,5$ на длине волны колебаний $\lambda = 5$ мм равен $K_{\text{пр}} = 41$ дБ, полоса частот усилителя равна 75 МГц, ширина зоны усиления по ускоряющему напряжению составляет около 25 В.

4. Установление режима стационарного усиления. Рассмотрим процесс перехода системы из начального нулевого состояния, когда колебание в резонаторе отсутствует, в режим стационарного усиления типа (18). Для этого будем решать систему уравнений (24) с начальным условием для амплитуды при $\tau = 0$:

$$F(0) = 0. \quad (31a)$$

Начальные условия для фазы определяются по (31a) с помощью системы уравнений (24), записанной для случая $\tau \rightarrow 0$. В результате получим при $\tau = 0$

$$\gamma = -\mu - \pi/2, \quad d\gamma/d\tau = \delta_0/2. \quad (31b)$$

Решение системы уравнений (24) находится в аналитической форме

$$F(\tau) = F [1 - 2 \exp(\alpha_0 \tau) \cos \delta_0 \tau + \exp(2\alpha_0 \tau)]^{1/2}; \quad (32a)$$

$$\operatorname{tg} [\gamma(\tau) + \mu] = \frac{\alpha_0 - \sqrt{\alpha_0^2 + \delta_0^2} \exp(\alpha_0 \tau) \sin(\delta_0 \tau + \psi_0)}{\delta_0 - \sqrt{\alpha_0^2 + \delta_0^2} \exp(\alpha_0 \tau) \cos(\delta_0 \tau + \psi_0)}, \quad (32b)$$

где F — амплитуда колебаний в стационарном режиме, определяемая соотношением (25), $\operatorname{tg} \psi_0 = \alpha_0/\delta_0$. В режиме усиления всегда $\alpha_0 < 0$, поэтому амплитуда и фаза колебаний согласно (32) экспоненциально стремятся к своим стационарным значениям — либо монотонно, либо аperiодически в зависимости от соотношения между величинами δ_0 и α_0 .

Из решения (32) можно оценить характерное время установления колебаний в резонаторе:

$$T_0 \simeq 2Q_r/\omega_r(1-J).$$

Эта величина определяет предельную частоту сигнала $\Omega \simeq 2\pi/T_0$, которая будет передаваться через усилитель практически без искажений, вызываемых переходными процессами. Нестационарность в установлении фазы порождает определенную инерционность в установлении частоты возбуждаемых колебаний. Зависимость частоты от времени находится по формуле (7) и решению (32) в виде

$$\omega_\mu(\tau) = \omega + (\omega_r/2Q_r) \exp(\alpha_0 \tau) \frac{\delta_0 \exp(\alpha_0 \tau) - \sqrt{\alpha_0^2 + \delta_0^2} \cos(\delta_0 \tau + \psi_0)}{1 - 2 \exp(\alpha_0 \tau) \cos \delta_0 \tau + \exp(2\alpha_0 \tau)}.$$

Как видно, в начальный момент времени колебания в системе возникают на средней частоте $\omega_\mu(0) = (\omega + \omega_0)/2$, где ω_0 вычисляется по формуле (29б), и с увеличением времени частота вынужденных колебаний стремится к частоте входного сигнала ω .

Переходные процессы установления амплитуды, фазы и частоты колебаний в усилителе с открытым резонатором показаны на рис. 5 для различных значений параметра δ_r ($1 - \delta_r = 0$; $2 - 0,4$; $3 - 0,8$; $4 - 1,2$; $I_0/I_{\text{пуск}} = 0,8$, $P_e/P_0 = 10^{-5}$, $\Phi_0 = 100$, $\Phi_s = -1,5\pi$, $\omega = 1/4$).

5. Основные результаты и выводы. 1. Получена самосогласованная система уравнений, описывающая неавтономный режим возбуждения колебаний в высокодобротных резонансных системах с длительным взаимодействием. Она приведена к виду, удобному для решения численными методами и аналитически.

2. Для случая малого входного сигнала и значений тока пучка, меньших стартового тока возбуждения автоколебаний в резонаторе, получено аналитическое решение этой системы уравнений и выписаны явные формулы для амплитуды и фазы поля в резонаторе, электрон-

ного коэффициента усиления и электронного КПД усилителя, рабочей полосы частот и максимального значения коэффициента усиления в этой полосе.

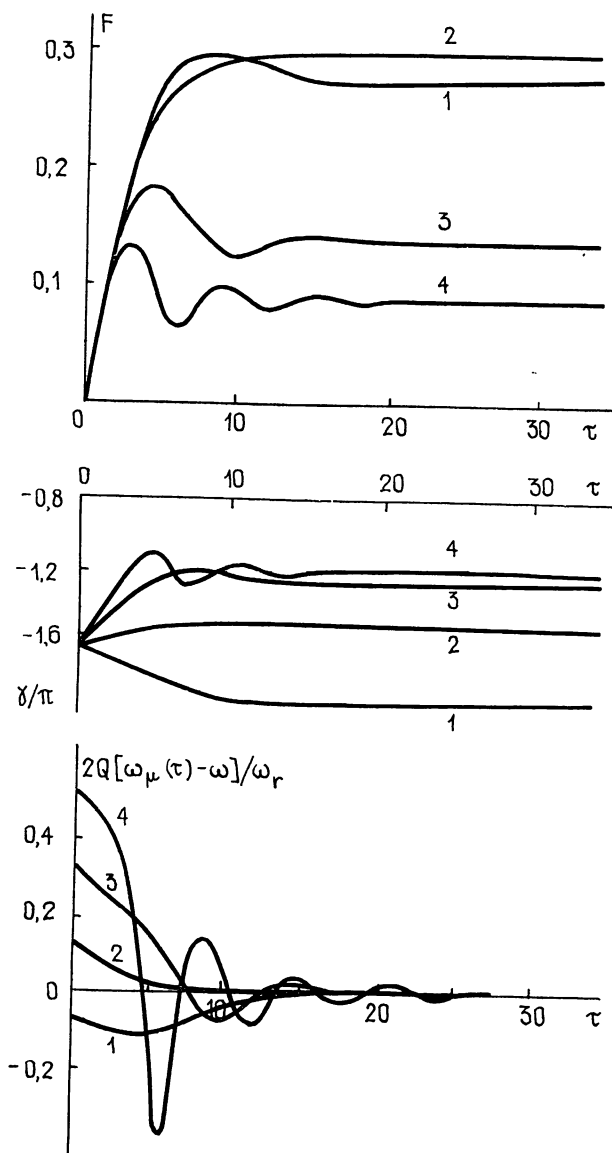


Рис. 5.

3. Проанализированы переходные процессы в режиме усиления. Получены явные выражения, описывающие процесс установления амплитуды, фазы и частоты колебаний в резонаторе.

4. Показано, что на основе резонансных генераторов с длительным взаимодействием (ГДИ, оротрон, ладдертрон, резонансная ЛОВ и др.) можно создать усилители регенеративного типа с характеристиками, перспективными для применения их в миллиметровом диапазоне длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гассанов Л. Г. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1969, вып. 8, с. 90.
2. Победоносцев А. С., Малькова Н. Я., Бороденко В. Г. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1970, вып. 8, с. 3.
3. Исаев В. А., Трубецков Д. И., Шевчик В. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 8, с. 1272.
4. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 4, с. 812.
5. Цейтлин М. Б., Бернашевский Г. А., Котов В. Д., Нутович Л. М. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 6, с. 1164.
6. Бакай А. С., Лукин К. А., Шестопалов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 9, с. 1117.
7. Гайдук В. И., Палатов К. И., Петров Д. М. Физические основы электроники сверхвысоких частот. — М.: Сов. радио, 1971, с. 432.
8. Вайнштейн Л. А., Солдцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973, с. 34.
9. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием. Препринт Физико-технического института низких температур АН УССР, Харьков, 1978 — 61 С.
10. Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. — М.: Наука, 1980, с. 72.
11. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника — Харьков: Высшая школа, 1976.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
13 июля 1982 г.,
в окончательном варианте
6 сентября 1983 г.

A THEORY OF THE RESONANT EXTENDED INTERACTION AMPLIFIERS I

D. M. Vavriv, O. A. Tretyakov

The problem of excitation of a cavity and an open resonator with a diffraction grating as a mirror by a modulated electron beam passing over the grating has been stated and solved numerically and analytically. The modulation of the electron beam is determined by an external signal. The space charge field effects are neglected. It has been shown that stable regimes of the amplification exist in the devices. The output characteristics of the amplifiers and the dynamics of the oscillation build-up have been analyzed. The specifications of these regenerative amplifiers have been found to indicate the perspectives of the application them for millimeter waves region development.
