

УДК 621.385.62.01

ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ДЛИТЕЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ. II

Д. М. Ваврив, О. А. Третьяков

Исследовано усиление слабого внешнего сигнала, модулирующего электронный пучок на входе в резонатор с замедляющей системой, когда амплитуда возбуждаемого пучком поля в резонаторе не является малой. Найдены в аналитической форме выражения для коэффициента усиления, предельной величины мощности усиливаемого сигнала, рабочей полосы частот, коэффициента преобразования амплитудной модуляции в частотную; приводятся результаты численных расчетов. Проанализированы особенности перехода такой нелинейной резонансной колебательной системы из режима усиления в режим синхронизации автоколебаний.

В первой части данной работы* получены общие уравнения для неавтономного режима возбуждения колебаний в нелинейных резонансных системах с распределенным взаимодействием O -типа и проведено исследование описываемого в рамках линейной теории частного случая малого уровня возбуждаемых колебаний. Основной задачей настоящей статьи является анализ влияния нелинейных эффектов на характеристики усилителей и определение диапазона значений тока пучка и параметров электродинамической системы, при которых коэффициент усиления не зависит ни от мощности входного сигнала, ни от амплитуды возбуждаемых в резонаторе колебаний.

Условия применимости результатов линейной теории определяются требованием выполнения двух неравенств $F^2 \ll 1$ и $(M\Phi_0)^2 \ll 1$. Первое условие позволяет полагать, что смещение электронов в поле медленной волны линейно зависит от амплитуды возбуждаемых колебаний. Второе неравенство эквивалентно физическому допущению, что сами траектории движения электронов мало изменяются под действием входной модуляции пучка. Нарушение хотя бы одного из этих неравенств приводит к нелинейным эффектам при взаимодействии пучка с полем. Поскольку нелинейности, отражаемые каждым из этих неравенств, имеют различную физическую природу, а также различны математические способы их описания, то и изучать их будем отдельно. В данной работе мы получим решение исходных уравнений (14'), исключив первое неравенство из условий задачи и приведем результаты анализа с учетом нелинейных членов по амплитуде поля, возбуждаемого в резонаторе. Напомним, что такой тип нелинейности в общем является единственным при работе электронных резонансных приборов в автоколебательном режиме [1].

1. Уравнения нелинейной аналитической теории. Область режима усиления по величине рабочего тока пучка I_0 определяется неравенством $J \equiv I_0/I_{\text{пуск}} \leq 1$, где $I_{\text{пуск}}$ — пусковой ток автоколебаний, соответствующий $M=0$. Из физических соображений понятно, что в этом диа-

* Ваврив Д. М., Третьяков О. А. — Изв вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 2, с. 238. В дальнейшем формулы этой работы выделяются штрихом, при этом сохранены все принятые в ней обозначения.

пазоне изменения тока пучка амплитуда колебаний F является относительно небольшой. Следовательно, нелинейные эффекты в области режима усиления можно изучать путем представления решений в виде степенных рядов по F с удержанием первых нелинейных членов. Удерживая в (14') нелинейные члены вплоть до кубического включительно, получим следующую систему уравнений для амплитуды и фазы возбуждаемых колебаний:

$$dF/d\tau = F[G\Phi_0\Psi_1(\Phi_s) - 1] - F^3\Phi_0^3G\Psi_3(\Phi_s) - M\Phi_0GX \sin(\gamma + \mu); \quad (1a)$$

$$Fd\gamma/d\tau = F[\delta_r - G\Phi_0\Psi_2(\Phi_s)] + F^3\Phi_0^3G\Psi_4(\Phi_s) - M\Phi_0GX \cos(\gamma + \mu). \quad (1b)$$

В дополнение к обозначениям первой части работы здесь возникли еще две функции рассинхронизма пучка и волны, Ψ_3 и Ψ_4 . В частном случае однородного распределения амплитуды поля в резонаторе эти функции имеют наиболее простой вид:

$$\Psi_3(\Phi_s) = [(13\Phi_s^2 - 48) \cos \Phi_s + (\Phi_s - 53\Phi_s) \sin \Phi_s + (2\Phi_s^2 - 18) \cos 2\Phi_s - 11\Phi_s \sin 2\Phi_s + 66] / [16(2\Phi_s)^7],$$

$$\Psi_4(\Phi_s) = [(54\Phi_s - \Phi_s^3) \cos \Phi_s + (13\Phi_s^2 - 54) \sin \Phi_s + 11\Phi_s \cos 2\Phi_s + (2\Phi_s^2 - 18) \sin 2\Phi_s + 25\Phi_s] / [16(2\Phi_s)^7].$$

Для произвольного вида распределения $f(\xi)$ для этих функций легко найти интегральные представления. На рис. 1 для случая $f(\xi) = 1$ приведены графики функций $\Psi_k(\Phi_s)$ ($k=1, 2, 3, 4$), которые понадобятся нам для дальнейшего анализа. Заметим, что обе функции, стоящие при кубической нелинейности, примерно на три порядка меньше по сравнению с функциями, фигурирующими в линейной теории (кривая 1— $10^2\Psi_1$, 2— $10^2\Psi_2$, 3— $10^5\Psi_3$, 4— $10^5\Psi_4$).

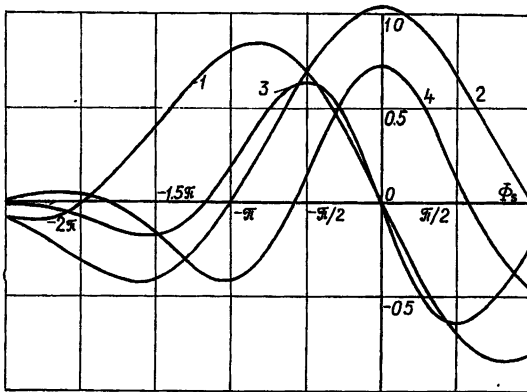


Рис. 1.

Уравнения (1) при $M=0$ приближенно описывают режим мягкого возбуждения автоколебаний в резонансных системах с распределенным взаимодействием. В частности, такой подход к анализу автоколебаний в оротроне использовался в работе [2]. Обобщение на случай жесткого режима возбуждения получается путем учета членов порядка F^5 в уравнениях для амплитуды и фазы поля. С точки зрения усиления, мягкий режим возбуждения колебаний представляет наибольший интерес.

В стационарном режиме усиления амплитуда и фаза колебаний находится из (1) при условии $dF/d\tau = 0$, $d\gamma/d\tau = 0$. В результате приходим к следующим уравнениям для F и Γ :

$$[(\alpha_0 - F^2 \Phi_0^3 G \Psi_3)^2 + (\delta_0 + F^2 \Phi_0^3 G \Psi_4)^2] F^2 = (M \Phi_0 G X)^2; \quad (2a)$$

$$\operatorname{tg}(\Gamma + \mu) = (\alpha_0 - F^2 \Phi_0^3 G \Psi_3) / (\delta_0 + F^2 \Phi_0^3 G \Psi_4). \quad (26)$$

Из (1) следует, что условием устойчивости решений уравнений (2) является система двух неравенств, записанная относительно величины $x = F^2 \Phi_0^3 G$:

$$\alpha_0 - 2x \Psi_3 < 0; \quad (3a)$$

$$(\delta_0 + x \Psi_1) (\delta_0 + 3x \Psi_4) + (\alpha_0 - 3x \Psi_3) (\alpha_0 - x \Psi_2) > 0. \quad (36)$$

Таким образом, определение амплитуды вынужденных колебаний сводится к решению кубического уравнения и может быть найдено аналитически. Соответственно находятся и другие характеристики, определяющие процесс взаимодействия пучка с полем.

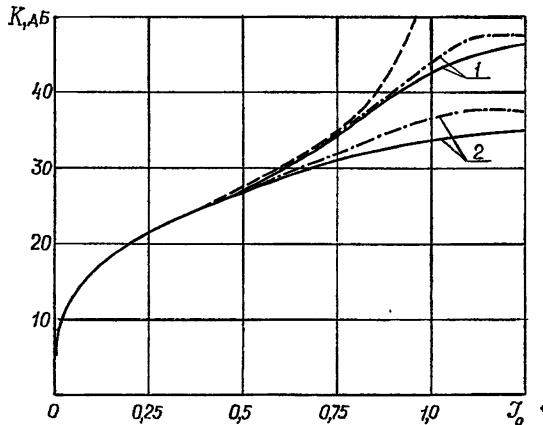


Рис. 2.

На рис. 2 представлены примеры расчета коэффициента усиления, выполненные на основе линейной теории (пунктир), нелинейной аналитической теории (штрихпунктир), и результаты строгого решения системы уравнений (14')—(17') (сплошные линии), $f(\xi) = 1$, $\Phi_0 = 100$, $1 - K_{\text{вх}} P_{\text{вх}} / P_0 = 10^{-6}$, $2 - K_{\text{вх}} P_{\text{вх}} / P_0 = 2 \cdot 10^{-5}$. Сравнение получаемых результатов показывает, что уравнения (1)—(3) позволяют получить хорошее качественное и удовлетворительное количественное совпадение с результатами строгих расчетов вплоть до токов пучка порядка (1,5—2) $I_{\text{пуск}}$ и до значений КПД не более 5—6%. В области параметров, где достигаются максимальные значения коэффициента усиления и минимальные нелинейные искажения, значения КПД обычно не превосходят указанной величины (см. также первую часть работы). Поэтому для анализа влияния нелинейных эффектов в усилителях слабых сигналов выбранное приближение является вполне оправданным. Рассмотрим теперь основные характеристики усилителя с учетом нелинейных эффектов.

2. Динамические характеристики. Для случая, когда $I_0 < I_{\text{пуск}}$ ($\alpha_0 < 0$), амплитуда колебаний находится в явном виде путем решения уравнения (2a) методом последовательных приближений. Без учета членов порядка F^4 и выше получим

$$F^2 = M^2 \Phi_0^2 G^2 X^2 \left[\left(\alpha_0 - \frac{M^2 G^3 \Phi_0^5 X^2 \Psi_3}{\alpha_0^2 + \delta_0^2} \right) + \right.$$

$$+ \left(\delta_0 + \frac{M^2 G^3 \Phi_0^5 X^2 \Psi_4}{\alpha_0^2 + \delta_0^2} \right) \Big]^{-1}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что центральная частота усилителя находится из условия

$$\delta_0 + M^2 G^3 \Phi_0^5 X^2 \Psi_4 / \alpha_0^2 = 0, \quad (5)$$

а максимальная величина коэффициента усиления в полосе частот определяется выражением

$$K = 2G\Phi_0^2 X^2 [\alpha_0 - (M^2 G^3 \Phi_0^5 X^2 \Psi_3) \alpha_0^{-2}]^{-1}. \quad (6)$$

Сравнение полученного выражения с аналогичным соотношением, найденным без учета нелинейных эффектов (31'), позволяет оценить аналитически область применимости соотношений линейной теории. В частности, величина рабочего тока пучка должна удовлетворять условию

$$\left(\frac{I_{\text{пуск}} - I_0}{I_0} \right)^3 \gg \left| \frac{M^2 \Phi_0^2 X^2 \Psi_3}{\Psi_1^3} \right|.$$

Здесь мы воспользовались соотношением [3]

$$(G\Phi_0)_{\text{пуск}} = 1/\Psi_1(\Phi_s).$$

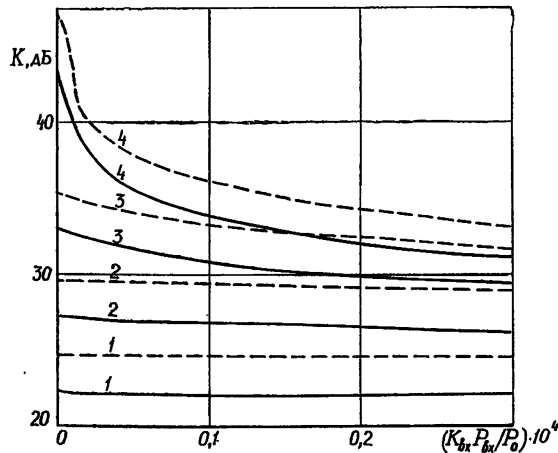


Рис. 3.

Таким образом, при учете нелинейности в уравнении движения частиц нарушается линейность динамической характеристики — величина коэффициента усиления зависит от мощности входного сигнала. Эта зависимость входит в (6) в виде малой добавки к $\alpha_0 = I_0 / I_{\text{пуск}} - 1$. Она начинает существенно сказываться на величине коэффициента усиления только при токах пучка, близких к пусковому значению. Это также подтверждается результатами строгих численных расчетов, приведенных на рис. 3 для коэффициента усиления в зависимости от нормированной мощности входного сигнала при различных значениях нормированного тока пучка $J_0 = I_0 / I_{\text{пуск мин}}$ (однородное (сплошные линии) и гауссово, $\omega = 1/4$ (пунктир), распределения поля в резонаторе). При расчетах величина рассинхронизма Φ_s выбиралась равной оптимальному значению; $\Phi_0 = 100$, $1 - J_0 = 0,3$, $2 - J_0 = 0,5$, $3 - J_0 = 0,7$, $4 - J_0 = 0,9$.

Согласно приведенному на рис. 1 графику функции $\Psi_3(\Phi_s)$ она может принимать положительные и отрицательные значения (это справедливо и для других распределений поля). Тогда, как следует из (6), резонансные усилители с распределенным взаимодействием могут иметь как нормальную, так и аномальную зависимость K от мощности входного сигнала: в первом случае коэффициент усиления убывает с увеличением $P_{\text{вх}} (M^2 \sim P_{\text{вх}})$, во втором — возрастает. Характер этой зависимости можно регулировать, например, путем изменения ускоряющего напряжения пучка U_0 , которое определяет параметр рассинхронизма Φ_s . Однако в области значений напряжения, где достигается максимальный коэффициент усиления, всегда наблюдается нормальная зависимость; на рис. 1 это соответствует интервалу $-\pi < \Phi_s < 0$, где $\Psi_3(\Phi_s) > 0$.

Предельную мощность усиливаемого сигнала $P_{\text{вх. пр}}$ определим по формуле (6), полагая, что коэффициент усиления уменьшается не более чем вдвое из-за нелинейных эффектов. В результате получим

$$K_{\text{вх}} P_{\text{вх пр}} = \frac{(\sqrt{2} - 1) P_0 |\alpha_0|^3 \Psi_1^3(\Phi_s)}{2 J^3 \Phi_0^2 X^2(\Phi_s) \Psi_3(\Phi_s)}, \quad \Psi_3(\Phi_s) > 0. \quad (7)$$

Предельная мощность усиливаемого сигнала существенно уменьшается при приближении тока пучка к $I_{\text{пуск}}$: $P_{\text{вх. пр}} \sim (1 - J)^3$. При заданной величине J величина $P_{\text{вх. пр}}$ сильно зависит от длины пространства взаимодействия, представленной параметром Φ_0 .

Когда $J \simeq 1$, зависимость выходной мощности от мощности входного сигнала становится существенно нелинейной. Решив уравнение (2а) при $J = 1$, находим, что максимальная в полосе частот амплитуда возбуждаемого поля равна

$$F^2 = [M^2 X^2(\Phi_s) / \Phi_0^4 \Psi_3^2(\Phi_s)]^{1/3}.$$

Иначе говоря, $P_{\text{вых}} \sim P_{\text{вх}}^{1/3}$; при дальнейшем увеличении рабочего тока пучка зависимость $P_{\text{вых}}$ от $P_{\text{вх}}$ становится еще более слабой.

Учитываемая нелинейность пучка приводит к тому, что фаза возбуждаемого колебания становится функцией величины мощности входного сигнала. Коэффициент преобразования амплитудной модуляции в фазовую рассчитывается по формулам (2) и без учета членов порядка M^2 и выше может быть представлен в виде

$$d\Gamma/dP_{\text{вх}} = -2K_{\text{вх}} \Phi_0^2 J^3 X^2(\delta_0 \Psi_3 + \alpha_0 \Psi_4) / \Psi_1^3 (\alpha_0^2 + \delta_0^2)^2 P_0. \quad (8)$$

Как видно, он достигает минимального значения при условии

$$\delta_0 \Psi_3(\Phi_s) + \alpha_0 \Psi_4(\Phi_s) = 0. \quad (9)$$

Оценим, при каких условиях это равенство может реализоваться. Если величина тока пучка далека от порога возбуждения автоколебаний, то для центральной частоты усилителя выполняется условие $\delta_0 \simeq 0$. В этом случае условие (9) сводится к требованию $\Psi_4(\Phi_s) \simeq 0$. Согласно рис. 1 один из корней этого уравнения для $f(\xi) = 1$ приближенно равен $\Phi_s \simeq -0,6\pi$. Т. е. значение ускоряющего напряжения, при котором реализуется условие минимума величины $d\Gamma/dP_{\text{вх}}$, находится в области, где достигаются максимальные значения коэффициента усиления.

Из сравнения (7) с (8) следует, что уменьшению динамического диапазона усилителя за счет изменения параметров J и Φ_0 соответствует пропорциональное увеличение коэффициента преобразования амплитудной модуляции в фазовую.

4. Частотные зависимости. Рабочая ширина полосы частот усилителя находится из (4). Учитывая члены порядка F^2 , получим

$$\Delta\omega = (\omega_r/Q) |\alpha_0 - M^2 G^3 \Phi_0^5 X^2 \Psi_3 / \alpha_0^2|. \quad (10)$$

Первое слагаемое в (10) соответствует результату линейной теории (см. (32')), а второе описывает влияние нелинейности пучка на частотную характеристику усилителя и существенно сказывается при малых значениях величины $|\alpha_0|$. В зависимости от знака функции $\Psi_3(\Phi_s)$ нелинейные эффекты могут приводить к уменьшению или увеличению ширины полосы усилителя. В диапазоне изменения параметра Φ_s , где достигаются максимальные значения коэффициента усиления, функция $\Psi_3(\Phi_s)$ положительна. Следовательно, при увеличении мощности входного сигнала наблюдается расширение полосы частот усилителя. Следует отметить, что при этом величина произведения $(\Delta\omega)^2 K$ не зависит от мощности входного сигнала,

$$(\Delta\omega)^2 K = 2(\omega_r^2/Q^2) G \Phi_0^2 X^2(\Phi_s),$$

и совпадает с результатом линейной теории.

Эти выводы, следующие из приближенной нелинейной аналитической теории, подтверждаются результатами точного численного решения исходной системы уравнений (14')—(17'), приведенными на рис. 4; $f(\xi) = 1$, $K_{вх} P_{вх}/P_0 = 10^{-5}$, $\Phi_s = -\pi$. При $J = 0,5$ (штриховая кривая) нелинейные эффекты практически не сказываются, и при увеличении Φ_0 происходит пропорциональное увеличение величины K для всех значений δ_r . В случае $J = 0,9$ (сплошная кривая) существенно влияние нелинейности пучка. Здесь наблюдается заметное увеличение

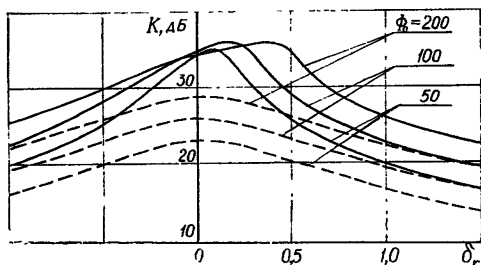


Рис. 4.

рабочей полосы при увеличении длины пространства взаимодействия и происходит насыщение максимальной величины коэффициента усиления при увеличении Φ_0 . Для выбранных расчетных параметров смещение максимума кривых $K(\delta_r)$ на рис. 4 обусловлено также нелинейными эффектами, хотя в общем случае

смещение центральной частоты усилителя при увеличении Φ_0 наблюдается и в линейном режиме. Действительно, согласно (5) для нормированной центральной частоты усилителя получим

$$\delta_r = G \Phi_0 \Psi_2(\Phi_s) - M^2 G^3 \Phi_0^5 X^2(\Phi_s) \Psi_4(\Phi_s) / \alpha_0^2. \quad (11)$$

Первое слагаемое совпадает с результатом линейной теории. Для случая $f(\xi) = 1$ и $\Phi_s = -\pi$ функция $\Psi_2(\Phi_s) = 0$, и тогда отмеченное смещение максимума частотных зависимостей при $J = 0,9$ обусловлено только нелинейными эффектами, описываемыми вторым слагаемым в (11).

Рассмотрим теперь поведение частотных характеристик в более широком диапазоне изменения токов пучка, не накладывая ограничения $\alpha_0 < 0$. Тем самым, можно выяснить особенности перехода рассматриваемых систем от режима усиления в режим синхронизации колебаний при $I_0 > I_{пущк}$. Для этого необходимо проанализировать поведение решений уравнения (2а) в общем виде. Провести такое исследование для кубического уравнения не представляет особой сложности, и здесь мы приводим только конечные результаты.

Необходимым условием существования трех действительных корней уравнения (2а) является выполнение неравенства

$$D \equiv \alpha_0 \Psi_3 - \delta_0 \Psi_4 > 0. \quad (12)$$

В противном случае в системе существует единственное стационарное состояние. Оно является устойчивым при выполнении условия

$$I_0/I_{\text{пуск}} < 1 + 2F^2 \Phi_0^3 G \Psi_3(\Phi_s)$$

и неустойчивым при обратном неравенстве. Отсюда следует, что при наличии внешней силы в системе могут существовать синхронные вынужденные колебания и при токах пучка, больших пускового тока автоколебаний. Для этого необходимо только выполнение условия $\Psi_3(\Phi_s) > 0$. В противном случае в системе может происходить возбуждение автоколебаний при $I_0 < I_{\text{пуск}}$. Отмеченная особенность воздействия слабой внешней силы на автоколебательную систему характерна и для целого ряда других систем томсоновского типа с одной степенью свободы [4].

Уравнение (2а) при условии (12) можно преобразовать к виду

$$y^3 - 2y^2 + a_1 y - a_0 = 0, \quad (13)$$

где

$$y = F^2 \Phi_0^3 G (\Psi_3^2 + \Psi_4^2)/D, \quad a_1 = (\alpha_0^2 + \delta_0^2) (\Psi_3^2 + \Psi_4^2)^2/D^2,$$

$$a_0 = M^2 G^3 \Phi_0^5 X^2 (\Psi_3^2 + \Psi_4^2)^3/D^3.$$

Следовательно, при слабой нелинейности пучка поведение корней уравнения (2а) зависит всего от двух величин — a_0 и a_1 , причем всегда имеет место $a_1 > 0$ и $a_0 > 0$. Из этих двух величин только a_0 зависит от мощности входного сигнала. Условия устойчивости решений уравнения (13) записываются в виде

$$F_a^2/F^2 < 2, \quad 3y^2 - 4y + a_1 > 0,$$

где $F_a^2 = \alpha_0/G \Phi_0^3 \Psi_3$. При $I_0 > I_{\text{пуск}}$ величина F_a соответствует амплитуде колебаний автономного генератора.

Если рассинхронизм и мощность входного сигнала таковы, что выполняются неравенства

$$1 < a_1 < 4/3, \quad 9a_1 - 8 - q < 27a_0/2 < 9a_1 - 8 + q,$$

где

$$q = \sqrt{(9a_1 - 8)^2 - 27a_1^2 (a_1 - 1)},$$

то существуют три действительных корня уравнения (13) и все они расположены на одном определенном интервале изменения величины y . Максимальное значение корня соответствует устойчивому стационарному состоянию, два других корня — неустойчивым состояниям. На частотной зависимости $F(\delta_r)$ это проявляется в том, что увеличение тока пучка приводит к смещению максимума функции $F(\delta_r)$ в сторону увеличения ее аргумента и к неоднозначности ее в определенном интервале расстройки частоты.

В качестве иллюстрации на рис. 5 приведен пример строгого расчета частотных зависимостей $F(\delta_r)$ при различных значениях нормированного тока пучка. Пунктиром обозначены неустойчивые стационарные состояния. Отмеченному выше случаю соответствует кривая 3 ($\Phi_0 = 100$, $\Phi_s = -\pi$, $K_{\text{вх}} P_{\text{вх}}/P_0 = 10^{-5}$, $1 - J = 0,7$, $2 - J = 1,1$, $3 - J = 1,4$, $4 - J = 2,0$).

Возможна и другая ситуация, если $a_1 < 1$, а мощность входного сигнала ограничена сверху условием

$$27a_0/2 < 9a_1 - 8 + q.$$

В этом случае также существуют три действительных корня, но располагаются они так, что принадлежат двум различным интервалам значений величины y . На интервале $0 < y < 1 - \sqrt{1 - a_1}$ находятся два корня, а в области $y > 1 + \sqrt{1 - a_1}$ — третий действительный корень, который всегда соответствует неустойчивому стационарному состоянию. Такое разделение области существования решения уравнения (13) приводит к тому, что функция $F(\delta_r)$ распадется на две ветви (см. кривую 4 на рис. 5). Устойчивое значение корня находится на замкнутой кривой.

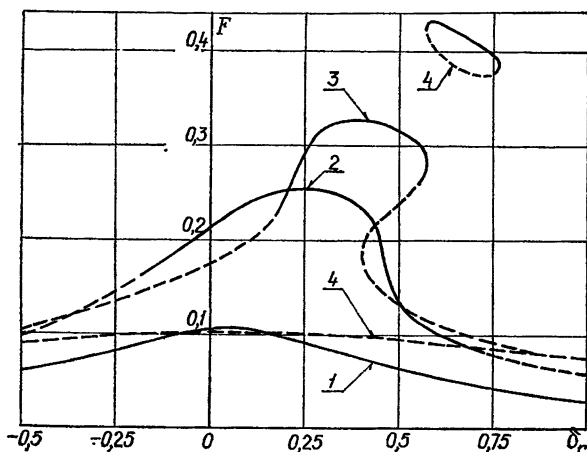


Рис. 5.

Соответствующее этому корню значение амплитуды колебаний может превосходить величину амплитуды автоколебаний. Поскольку такое решение существует в определенном интервале изменения частоты внешнего сигнала, то это указывает на возможность эффективной синхронизации рассматриваемых систем с помощью слабого внешнего сигнала.

1. Влияние нелинейных эффектов, связанных с характером движения частиц пучка в поле медленной волны, на выходные параметры резонансных усилителей с распределенным взаимодействием в основном определяется кубическими нелинейностями по амплитуде поля в уравнениях для амплитуды и фазы возбуждаемых колебаний.

2. В рассматриваемых усилителях в зависимости от величины ускоряющего напряжения наблюдается нормальная и аномальная зависимость мощности выходных колебаний от мощности внешнего сигнала. При оптимальных значениях U_0 выходная мощность уменьшается с увеличением $P_{вх}$. Предельная мощность входного сигнала усилителя уменьшается при приближении тока пучка к пусковому как $|\alpha_0|^3$ и убывает с увеличением длины пространства взаимодействия пропорционально L^{-2} .

3. Коэффициент преобразования амплитудной модуляции в фазовую слабо зависит от мощности входного сигнала, что указывает на возможность использования рассматриваемых систем для преобразования амплитудной модуляции входного сигнала в фазовую. В диапа-

зоне изменения ускоряющего напряжения, где реализуются максимальные значения коэффициента усиления, величина $d\Gamma/dP_{вх}$ достигает минимального значения.

4. Нелинейные эффекты приводят к расширению рабочей полосы частот усилителя по сравнению с линейным режимом при токах пучка, близких к пусковому. В частности, величина $\Delta\omega$ увеличивается с увеличением длины пространства взаимодействия.

5. Для резонансных систем с распределенным взаимодействием получены аналитические соотношения, описывающие процесс перехода их из режима усиления в режим синхронизации колебаний. Ряд характерных качественных особенностей этого процесса — частотный гистерезис, неустойчивость решений и многозначность частотных зависимостей — совпадает с теми, которые наблюдались при воздействии внешнего сигнала на нерезонансные системы с распределенным взаимодействием (см., например, [5] и цитируемую там литературу).

Физическая природа этих явлений обусловлена самим процессом распределенного взаимодействия потока электронов с полем синхронной волны. Она является качественно одной и той же как для классических электронных приборов *O*-типа [5], так и для резонансных [3], разрабатываемых в настоящее время применительно к освоению диапазона миллиметровых длин волн. Следовательно, задача сводится к выяснению свойств этих явлений, порождаемых различием электродинамических систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973. — 400 с.
2. Исаев В. А., Трубецков Д. И., Шевчик В. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 8, с. 1272.
3. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 4, с. 812.
4. Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. — М.: Наука, 1980. — 360 с.
5. Солнцев В. А. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1966, вып. 9, с. 30.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
11 декабря 1983 г.

A THEORY OF THE RESONANT EXTENDED INTERACTION AMPLIFIERS. II

D. M. Vavriv, O. A. Treťjakov

Amplification has been studied, of a weak signal which modulates an electron beam at the input of a spow wave resonator, the excited field in the resonator assumed being not too low. Expressions for the gain, limiting value of the external signal power, frequency bandwidth, transformation coefficient of frequency modulation into amplitude modulation and the results of numerical calculations are presented. The peculiarity of transition of such nonlinear resonant oscillation system from the amplification mode of operation to the synchronization mode is investigated.