

УДК 621.585.62.01

**ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ДЛИТЕЛЬНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ. IV**

Д. М. Ваврив, О. А. Третьяков

Проанализировано влияние поля пространственного заряда на физические процессы в резонансных усилителях с распределенным взаимодействием и на их выходные характеристики.

1. Постановка задачи. Рассматривается обобщенная схема усилителя, состоящего из выходного резонатора (объемного или открытого) с периодической структурой и входного каскада (клистронного или распределенного модулятора), разделенных пространством дрейфа длиной d . Основные исходные предпосылки относительно свойств резонаторов и пучка совпадают с принятыми в работах [1]. Цель работы — изучение закономерностей влияния поля пространственного заряда на характеристики резонансных усилителей с распределенным взаимодействием и получение основных соотношений, описывающих такое влияние. Способы учета влияния поля пространственного заряда на движение частиц пучка в общем не отличаются от тех, которые хорошо развиты в теории приборов О-типа [2] и применялись ранее при анализе автогенераторов [3]. Поэтому не представляет сложности обобщить приведенную в работах [1] исходную систему уравнений возбуждения резонатора и уравнения движения на случай конечных значений поля пространственного заряда:

$$\frac{dF}{d\tau} = -F + \frac{G}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \cos(U + \Phi_s \xi) d\varphi_0 d\xi; \tag{1a}$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \delta_r - \frac{G}{4\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \sin(U + \Phi_s \xi) d\varphi_0 d\xi; \tag{1б}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U}{d\xi^2} = & \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{dU}{d\xi}\right)^3 \left\{ \frac{F\Phi_0}{4} f(\xi) \cos(U + \Phi_s \xi) - \right. \\ & \left. - \frac{p_0^2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma_n}{n} \int_0^{2\pi} \sin(\tilde{U} - U) n d\tilde{\varphi}_0 \right\}. \end{aligned} \tag{1в}$$

Здесь $U \equiv U(\varphi_0, \xi) = \varphi_0 + \gamma + \theta(\varphi_0, \xi)$, $\tilde{U} \equiv U(\tilde{\varphi}_0, \xi)$, $p_0 = \omega_p L / v_0$, ω_p — плазменная частота, Γ_n — коэффициенты депрессии сил пространственного заряда. Остальные обозначения в (1) совпадают с принятыми в работах [1]. При вычислении коэффициентов Γ_n мы следовали методике, предложенной в [2]. Для случая ленточного электронного пучка толщиной a , находящегося на нулевом расстоянии от гребенки, для Γ_n получены в [3] формулы

$$\Gamma_n = 1 - 1,5/\sigma_n + 2 \exp(-\sigma_n)/\sigma_n - \exp(-2\sigma_n)/2\sigma_n,$$

где $\sigma_n = na\beta_e$, $\beta_e = \omega/v_0$.

Система уравнений (1) описывает электронно-волновое взаимодействие в выходном распределенном резонаторе ($0 \leq \xi \leq 1$). Для задания начальных условий при решении уравнения движения (1в) в общем случае решалось нелинейное уравнение движения частиц в пространстве дрейфа ($-d/L < \xi < 0$), которое получаем из (1в), полагая $F=0$. Для простоты последующих записей будем считать, что в каждой секции усилителя коэффициенты Γ_n одинаковы. Рассматривается линейный режим работы модулятора, тогда на выходе из него ($\xi = -d/L$) характеристики пучка можно записать в следующем общем виде:

$$\theta = X \cos \varphi_0, \quad \frac{d\theta}{d\xi} = M\Phi_0 \cos(\varphi_0 + \varphi_M). \quad (1г)$$

Для распределенных модуляторов выражения для параметров X , M и φ_M приведены в работе [4], для клистронного модулятора $X=0$.

2. Линейный режим усиления. Как и раньше [1], под этим режимом будем понимать случай, когда смещение электронов по фазе линейно зависит от амплитуды возбуждаемых колебаний и уровня внешнего воздействия, определяемого параметрами X и $X_1 = M\Phi_0$. Определение амплитуды и фазы поля в выходном резонаторе в линейном режиме сводится к решению системы дифференциальных уравнений

$$\frac{dF}{d\tau} = \alpha_0 F + \frac{G}{4} [XS \sin(\gamma - \varphi_M + \mu_1) + X_1 R \sin(\gamma + \mu_2)], \quad (2)$$

$$F \frac{d\gamma}{d\tau} = \delta_0 F + \frac{G}{4} [XS \cos(\gamma - \varphi_M + \mu_1) + X_1 R \cos(\gamma + \mu_2)].$$

Здесь

$$\alpha_0 = G\Phi_0\Psi_1(\Phi_s, p) - 1, \quad \delta_0 = \delta_r - G\Phi_0\Psi_2(\Phi_s, p),$$

$$S = (S_1^2 + S_2^2)^{1/2}, \quad R = (R_1^2 + R_2^2)^{1/2}, \quad \text{tg } \mu_1 = S_1/S_2, \quad \text{tg } \mu_2 = R_1/R_2,$$

$$\left\{ \begin{matrix} R_1 \\ R_2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{p} \int_0^1 f(\xi) \sin(p\xi + p_d) \left\{ \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} \right\} \Phi_s \xi d\xi,$$

$$\left\{ \begin{matrix} S_1 \\ S_2 \end{matrix} \right\} = \int_0^1 f(\xi) \cos(p\xi + p_d) \left\{ \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} \right\} \Phi_s \xi d\xi,$$

$p_d = \omega'_p d/v_0$, $p = \omega'_p L/v_0$, $\omega'_p = \omega_p \sqrt{\Gamma_1}$ — редуцированная плазменная частота пучка. Функции Ψ_1 и Ψ_2 определяют соответственно величину инкремента и электронного смещения частоты, их явные выражения приведены в работе [4].

В стационарном режиме усиления из (2) находим общее выражение для электронного кнд с учетом поля пространственного заряда:

$$\eta_e \equiv \frac{F^2}{G} = \frac{G[X^2 S^2 + X_1^2 R^2 + 2XX_1RS \cos(\mu_2 - \mu_1 + \varphi_M)]}{16(\alpha_0^2 + \delta_0^2)}. \quad (3)$$

Область устойчивости данного решения определяется условием $\alpha_0 \equiv I_0/I_{\text{пуск}} - 1 < 0$. Напомним, что в линейном режиме величины η_e/X^2 или η_e/M^2 с точностью до константы, определяемой конструкцией модулятора, равны коэффициенту усиления.

Для анализа влияния поля пространственного заряда рассмотрим конкретные схемы усилителя. Пусть в качестве входного каскада используется клистронный модулятор, а в выходном — объемный резонатор.

натор с однородным распределением поля вдоль замедляющей системы (ЗС) $f(\xi)=1$. Тогда для максимального в полосе частот значения η_e получим

$$\eta_e = \frac{M^2 \Phi_0^2 G}{32 p^2 \alpha_0^2} \left[\frac{1 - \cos(p + \Phi_s)}{(p + \Phi_s)^2} + \frac{1 - \cos(p - \Phi_s)}{(p - \Phi_s)^2} + \frac{2 \cos(2p_d + p) (\cos p - \cos \Phi_s)}{p^2 - \Phi_s^2} \right], \quad (4)$$

где

$$\alpha_0 = 1 - G \Phi_0 \left\{ [1 - \cos(p + \Phi_s)] / (p + \Phi_s)^2 - [1 - \cos(p - \Phi_s)] / (p - \Phi_s)^2 \right\} / p.$$

Эта же характеристика в случае открытого резонатора в выходном каскаде имеет вид

$$\eta_e = \frac{\sqrt{2\pi} \omega M^2 \Phi_0^2 G}{64 p^2 \alpha_0^2} \left\{ \exp [-(p + \Phi_s)^2 \omega^2 / 2] + \exp [-(p - \Phi_s)^2 \omega^2 / 2] - 2 \cos(2p_d + p) \exp [-(p^2 + \Phi_s^2) \omega^2 / 2] \right\}, \quad (5)$$

где

$$\alpha_0 = 1 + \frac{\sqrt{2\pi} \omega G \Phi_0}{32 p} \operatorname{sh}(p \omega^2 \Phi_s) \exp [-(\Phi_s^2 + p^2) \omega^2 / 2].$$

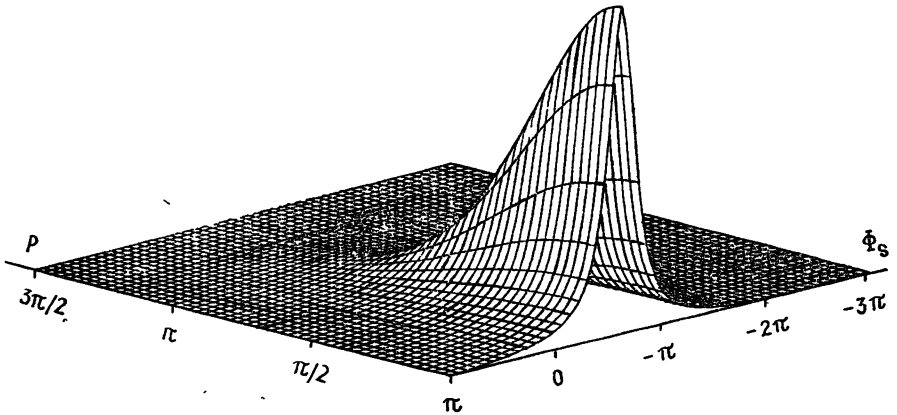


Рис. 1.

Основной величиной, определяющей влияние поля пространственного заряда на характеристики распределенных усилителей, является отношение характерной длины пространства взаимодействия к редуцированной плазменной длине волны $\lambda_p = 2\pi v_0 / \omega'_p$. В случае объемных резонаторов — это параметр $p = 2\pi L / \lambda_p$, а для открытых резонаторов — величина $\omega p = 2\pi R_y / \lambda_p$, где R_y — радиус пятна поля в направлении движения пучка. Кроме того, важным параметром является величина $p^2 \sim I_0 / U_0'^2$, пропорциональная первеансу пучка. При фиксированной величине параметра эффективности взаимодействия пучка с полем G увеличение p всегда приводит к уменьшению кпд и коэффициента усиления. Характер такой зависимости иллюстрирует рис. 1, где приведен расчет η_e как функции параметров p и Φ_s для случая $f(\xi)=1$, $G=1,0$, $\Phi_0=100$. При значениях параметров $\omega p, p \leq 1$ (примерно при $L \leq \lambda_p / 4$ или $R_y \leq \lambda_p / 4$) поле пространственного заряда слабо влияет на величину кпд и коэффициент усиления. Если эффективная длина пространства взаимодействия порядка и больше $\lambda_p / 2$, основной вклад в величину η_e дают члены, определяющие взаимодействие пучка с полем мед-

ленной волны пространственного заряда (первые слагаемые в выражениях (4) и (5)). В силу этого оптимальные значения параметра рас- синхронизма стремятся к величине $\Phi_s = -p$, что характерно для при- боров с распределенным взаимодействием О-типа [5]. Для η_e из (4) получаем асимптотическую оценку

$$\eta_e \sim M^2 G (\omega/\omega_p')^2 / 64.$$

Поскольку $M^2 \sim (\omega_p/\omega)^{-2}$, то при фиксированной геометрии системы и больших полях пространственного заряда для рассматриваемых схем усилителей коэффициент усиления пропорционален $(\omega_p'/\omega)^{-4}$.

Из выражений (4) и (5) следует, что при небольших полях прост- ранственного заряда в усилителях с распределенным взаимодействием, как и в клистронных усилителях, необходимо выполнение условия: расстояние между входным и выходным резонаторами должно быть кратно нечетному числу четвертой части плазменной длины волны. Это следует из условия $2p_d + p = \pi(2n + 1)$, $n = 0, 1, 2, \dots$ Однако при больших p или $p\omega$ длина пространства дрейфа практически не оказы- вается на величинах η_e . Здесь проявляется специфика распределенных систем, а физическое объяснение сводится к следующему. В пучке на выходе из клистронного модулятора возбуждается быстрая и медлен- ная волны пространственного заряда, интерференция которых приводит к периодической перегруппировке пучка по плотности. Если характер- ная длина формирования сгустка (порядка $\sim \lambda_p/4$) станет меньше эф- фективной длины пространства взаимодействия, то при любой длине дрейфа максимум конвекционного тока будет всегда достигаться в пре- делах выходного резонатора. При этом, что самое важное, в результате взаимодействия частиц с полем при $\Phi_s = -p$ в пучке возбуждается только медленная бегущая волна пространственного заряда*, т. е. об- разовавшийся сгусток электронов не распадается. Эти два фактора и приводят к независимости кпд и коэффициента усиления от длины пространства дрейфа в линейном режиме.

Из сказанного можно также сделать вывод, что применение в качестве входного каскада распределенного модулятора позволит умень- шить зависимость коэффициента усиления от поля пространственного заряда. Покажем это на примере усилителя, состоящего из двух иден- тичных резонаторов с однородным распределением поля. Используя результаты работы [4], находим Φ_m и связь X и X_1 с мощностью вход- ного сигнала, тогда из (3) получаем

$$K_e = (G^2 \omega^2 / 256 \omega_p'^2 \alpha_0^4) \{ [1 - \cos(\Phi_s + p)]^2 / (\Phi_s + p)^4 + \\ + [1 - \cos(\Phi_s - p)]^4 / (\Phi_s - p)^4 - \cos(2p) [1 - \cos(\Phi_s - p)] \} \times \\ \times [1 - \cos(\Phi_s + p)] / (\Phi_s - p)^2 (\Phi_s + p)^2 \}. \quad (6)$$

Выражение для α_0 имеет такой же вид, как и в формуле (4). При $p \gg 1$ и $\Phi_s = -p$ величина $K_e \sim (\omega_p'/\omega)^{-2}$ и, следовательно, коэффи- циент усиления значительно слабее зависят от плазменной частоты пучка по сравнению с рассмотренными ранее случаями, когда $K_e \sim (\omega_p'/\omega)^{-4}$. Аналогичный результат справедлив и для усилителей с открытым резонатором во входном каскаде.

Из сравнения соотношений (4), (6) с (5) следует, что в приборах с объемными резонаторами при определенных условиях происходит полное интерференционное подавление входного сигнала: например, при $p = \pi$ и $\Phi_s = -3\pi$. В приборах с открытыми резонаторами при конеч- ных значениях Φ_s и p коэффициент усиления никогда в нуль не обра- щается. Это различие обусловлено тем, что в резонаторах с гауссовым распределением с пучком взаимодействует непрерывный спектр

* В этом легко убедиться, рассмотрев выражение для $\theta(\phi_0, \xi)$ на выходе из распределенного резонатора [4].

волн с характерной шириной спектра волновых чисел порядка k/ω . Поэтому здесь невозможно выполнить условие полного подавления входного сигнала за счет взаимного влияния полей медленной и быстрой волн пространственного заряда.

Рассмотрим теперь зависимость эффективности взаимодействия от величины тока пучка, которая входит в приведенные выражения посредством параметров ρ и G . Пример расчета такой зависимости изображен на рис. 2 для случая клистронного модулятора при $d=0$, $f(\xi)=1$ и при оптимальных значениях параметров Φ_s и δ_r . Приведенные на рисунке значения ρ соответствуют $I_0/I_{\text{пуск}}$, а при уменьшении тока пучка изменялись величины $G \sim I_0$ и $\rho \sim \sqrt{I_0}$. Зависимость коэффициента усиления от тока пучка при конечных значениях параметра пространственного заряда не отличается от случая $\omega_p=0$: она носит регенеративный характер. Следует отметить, что при определенных значениях $I_0/I_{\text{пуск}}$ существует оптимальная величина* ρ , при которой достигается максимум коэффициента усиления. Это обусловлено тем, что, с одной стороны, увеличение ρ приводит к увеличению разброса частиц по скоростям, а с другой стороны, при этом возрастают оптимальные значения начального рассинхронизма пучка и волны и, следовательно, частицы могут отдать большую часть энергии полю. Однако при токах пучка, близких к пусковому, последний фактор проявляется меньше, поскольку увеличение рассинхронизма происходит за счет сильного обратного влияния поля на пучок и дополнительной его группировки (см. [1], Ч. I). Поэтому в линейном режиме оптимальным является случай слабых пространственных зарядов (см. рис. 2).

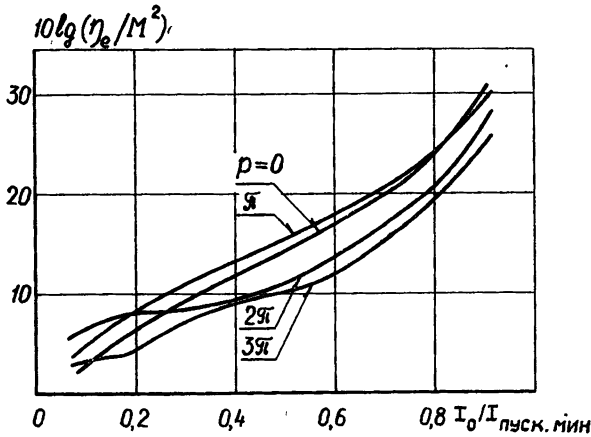


Рис. 2.

3. Влияние нелинейности выходного каскада. Для более полного анализа режима усиления малых сигналов при токах, близких к пусковому, необходимо учесть нелинейность смещения электронов по фазе в поле выходного резонатора. Если при этом уровень внешней модуляции пучка является малым, то система уравнений для амплитуды и фазы поля в выходном резонаторе может быть сведена к известному виду [1], Ч. I:

$$\frac{dF}{d\tau} = \alpha(F)F - M\Phi_0 G [R_1(F) \cos \gamma + R_2(F) \sin \gamma], \quad (7)$$

$$F \frac{d\gamma}{d\tau} = \delta(F)F - M\Phi_0 G [R_3(F) \cos \gamma + R_4(F) \sin \gamma].$$

Выражения для функций $\alpha(F)$, $\delta(F)$, $R_i(F)$, $i = 1, 2, 3, 4$, при конечных значениях поля пространственного заряда вычислены в работе [8] на

* Здесь это соответствует оптимальной плотности тока пучка.

примере клистронного модулятора. Их обобщение на случай произвольного модулятора не представляет сложности и здесь не приводится.

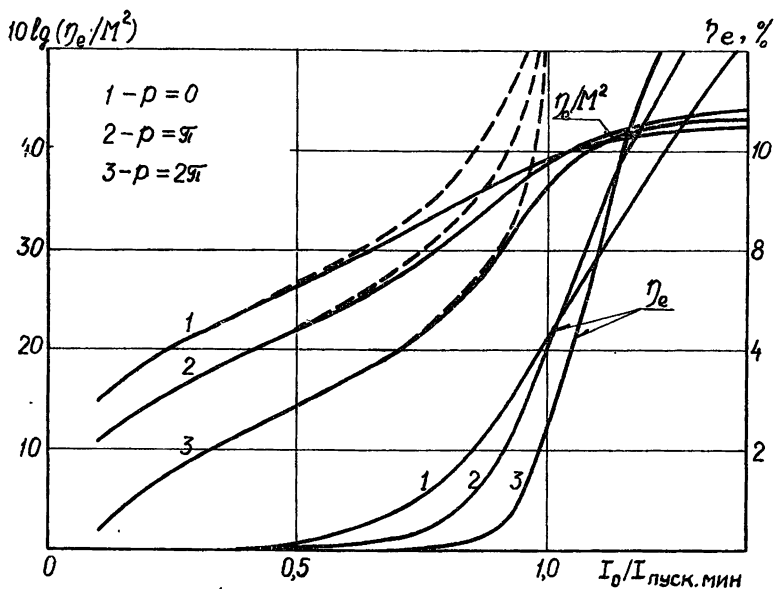


Рис. 3.

Рассмотрим некоторые результаты численного решения системы (7) для усилителя с открытым резонатором в выходном каскаде с параметрами $\Phi_0=100$, $\omega=1/4$, $d=0$, $M^2=0,5 \cdot 10^{-5}$. Напомним, что условие малости входного сигнала сводится к требованию $(M\Phi_0)^2 \ll 1$ [1], Ч. I. На рис. 3 приведены зависимости нормированного значения коэффициента усиления η_e/M^2 и электронного кпд от нормированного тока пучка для ряда фиксированных значений параметра пространственного заряда ρ (штриховая линия — результаты линейной теории). При расчетах для каждого значения $I_0/I_{\text{пуск. мин}}$ (параметра G) проводилась оптимизация по двум величинам: параметрам пространственного Φ_s и временного δ_r рассинхронизмов. Характерной особенностью влияния нелинейности выходного резонатора является то, что, начиная со значений $I_0/I_{\text{пуск. мин}} \sim 1$, увеличение параметра ρ приводит не к уменьшению (как в линейном режиме), а к увеличению в определенных пределах величины кпд. Физически это обусловлено, по-видимому, качественным изменением характера взаимодействия частиц с полем бегущей волны при изменении амплитуды поля (тока пучка) в резонаторе. При малых амплитудах реализуется пролетный режим взаимодействия частиц с полем, когда электроны монотонно сдвигаются по фазе относительно синхронной волны, а при больших F частицы захватываются волной и образуют сгустки в потенциальной яме этой волны [7]. Как известно, относительно небольшое поле пространственного заряда улучшает условия захвата сгустка, поскольку приводит к торможению быстрых частиц и ускорению замедленных. Аналогичный по своей природе эффект увеличения кпд при определенных значениях ω_p/ω отмечался при анализе как резонансных [3], так и нерезонансных [8] автогенераторов О-типа, для которых такой режим захваченных частиц является наиболее характерным.

В случае усиления слабых сигналов следует указать на два основных момента, связанных с данной особенностью электронно-волнового взаимодействия при токах пучка, близких к пусковому значению. Во-первых, здесь наблюдается более слабая зависимость коэффициента усиления от параметра пространственного заряда по сравнению с линейным режимом. Во-вторых, с увеличением ρ при $I_0 < I_{\text{пуск}}$ умень-

шается разница между значениями η_e/M^2 , определяемыми из результатов линейной и нелинейной теории (см. рис. 3). Последнее фактически означает, что при определенном увеличении поля пространственного заряда уменьшается зависимость коэффициента усиления от уровня предварительной модуляции пучка (мощности входного сигнала) и происходит расширение динамического диапазона усилителя. Численные расчеты показали, что отмеченные закономерности влияния поля пространственного заряда справедливы для различных схем распределенных усилителей в широком диапазоне изменения их параметров.

Остановимся вкратце на анализе частотных зависимостей, приведенных на рис. 4, для $\Phi_s = -1,5\pi$ и различных значений параметра p и нормированного тока пучка (сплошная линия $I_0/I_{\text{пуск}} = 0,9$, штриховая — 0,5). При токах пучка вдали от пускового значения (штриховые линии на рисунке) нелинейные эффекты практически не сказываются на частотной характеристике. В предположении относительно низкой добротности входного каскада она определяется функцией

$$F_\omega = \{[1 - G\Phi_0\Psi_1(\Phi_s, p)]^2 + [\delta_r - G\Phi_0\Psi_2(\Phi_s, p)]^2\}^{-1/2},$$

которая есть отношение коэффициента усиления на данной частоте к его максимальному значению по диапазону. Ширина полосы частот усилителя равна (при большой полосе пропускания модулятора)

$$\Delta\omega = (Q/\omega_r) [1 - G\Phi_0\Psi_1(\Phi_s, p)] = (Q/\omega_r) (1 - I_0/I_{\text{пуск}}) \quad (8)$$

и, следовательно, при фиксированном отношении рабочего тока к пусковому не зависит от параметра пространственного заряда (см. рис. 4). Если величина тока (параметра G) постоянная, то при больших значениях поля пространственного заряда полоса частот усилителя стремится к полосе пропускания «холодного» резонатора как $1/p$, поскольку для всех рассмотренных распределений поля в резонаторе $\Psi_1 \sim 1/p$.

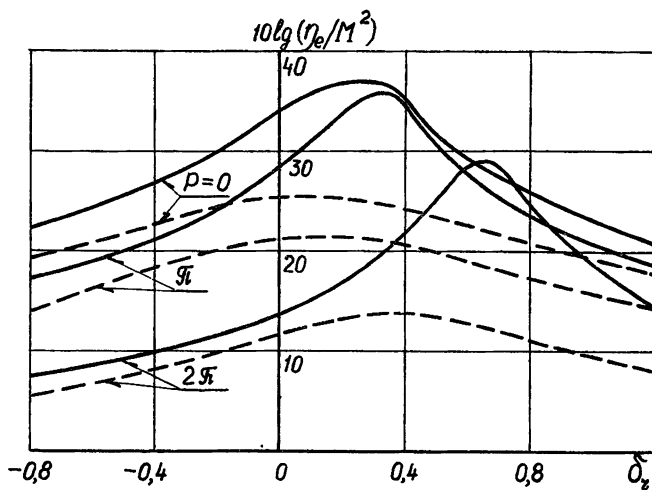


Рис. 4.

При $I_0 \sim I_{\text{пуск}}$ нелинейные эффекты по амплитуде поля приводят к уменьшению ширины полосы частот при увеличении p . Для объяснения этого следует напомнить, что при малых полях пространственного заряда нелинейность выходного резонатора приводит к заметному увеличению $\Delta\omega$ по сравнению со значением, следующим из соотношения (8) [1], Ч. II. С другой стороны, увеличение p при фиксированном $I_0/I_{\text{пуск}}$, как уже отмечалось, приводит к тому, что величины коэффициента усиления стремятся к значениям, определяемым результатами линейной теории. В данном случае величина $\Delta\omega$ стремится к значению (8). Совместно эти два фактора и приводят к наблюдаемому уменьшению рабочей полосы частот усилителя.

4. Влияние конечного уровня входного сигнала. Исследование проводилось в общем случае путем численного решения исходной системы нелинейных уравнений. Для этого был разработан комплекс программ, позволяющих рассчитывать выходные характеристики усилителей (кпд, коэффициент усиления, частотные и динамические зависимости) при произвольных соотношениях параметров (в рамках постановки задачи) для различных типов входного и выходного каскадов. Ряд численных результатов представлен ниже.

Рассмотрим сначала некоторые общие закономерности взаимодействия пучка с полем при конечных уровнях модуляции пучка на основе приближенного аналитического решения. Для этого примем упрощающие предположения, полагая, что обратное влияние поля на пучок малое и влияние высших гармоник поля пространственного заряда слабое. Эти два условия накладывают ограничения сверху на величины $I_0/I_{\text{пучк}}$ и ω'_p/ω ; при их выполнении процедура вычисления мощности взаимодействия, в принципе, не отличается от применяемой в теории клистронов (см., например, [9], с. 365). Для этого вычисляется конвекционный ток на произвольном расстоянии от модулятора и, учитывая, что структура поля является фиксированной, вычисляется мощность взаимодействия путем интегрирования по длине взаимодействия. При оптимальной величине разности фаз входного сигнала и поля в резонаторе приходим к следующему выражению для электронного кпд:

$$\eta_e = G/4 \left\{ \left[\int_0^1 f(\xi) J_1(A) \cos \Phi_s \xi d\xi \right]^2 + \left[\int_0^1 f(\xi) J_1(A) \sin \Phi_s \xi d\xi \right]^2 \right\}, \quad (9)$$

где $J_1(A)$ — функция Бесселя, $A \equiv A(\xi)$ — параметр группировки пучка по плотности. Поскольку взаимодействие является длительным, а частицы имеют разброс по скоростям, вообще говоря, необходимо учитывать изменение $A(\xi)$ по длине резонатора. Для клистронного модулятора, например, имеем

$$A(\xi) = M\Phi_0 \sin(p_d + p\xi)/p. \quad (10)$$

Вычислим (9) для гауссова распределения поля в выходном резонаторе $f(\xi)$ и $A(\xi)$, определяемого соотношением (10). В данном случае интегралы в (9) вычисляются методом Лапласа [10] в виде асимптотического ряда по малому параметру ω . Ограничиваясь двумя первыми членами этого ряда, находим

$$\eta_e = (\sqrt{2\pi}/4) G\omega \exp(-\Phi_s^2 \omega^2/2) [J_1^2(A_2) + (\Phi_s^2/4) \omega^4 J_1^2(A_2) X_1^2 \cos^2 D], \quad (11)$$

где $J_1'(A_2)$ — производная от функции Бесселя, $D = (d+L/2)\omega'_p/v_0$, $A_2 = M\omega \sin(D)/\omega'_p$ — значение параметра группировки в центре выходного резонатора.

Максимальное значение η_e по параметру A_2 (мощности входного сигнала) достигается при выполнении условия $J_1'(A_2) = 0$, что соответствует очевидному физическому требованию — совпадение максимумов конвекционного тока и амплитуды поля в центре резонатора. В этом случае η_e , как и для клистронного усилителя $\sim J_1^2(A_2)$. Распределенность взаимодействия отражена вторым слагаемым в (11), которое всегда возрастает при отклонении мощности или длины дрейфа от оптимального значения. Следовательно, в рассматриваемых усилителях зависимость кпд от этих параметров менее критична по сравнению с клистронными приборами. Необходимо подчеркнуть, что согласно (11) в распределенных резонансных усилителях, как и в целом ряде других приборов О-типа (ЛБВ, клистронах), влияние поля пространственного заряда при определенном увеличении ω'_p не приводит к уменьшению максимально достижимого значения кпд. Его влияние может быть скомпенсировано увеличением мощности входного сигнала.

ла пропорционально $\omega_p'^2/\omega^2$, что приводит к соответствующему уменьшению коэффициента усиления. Аналогичные результаты справедливы и для усилителей с распределенными модуляторами во входном каскаде.

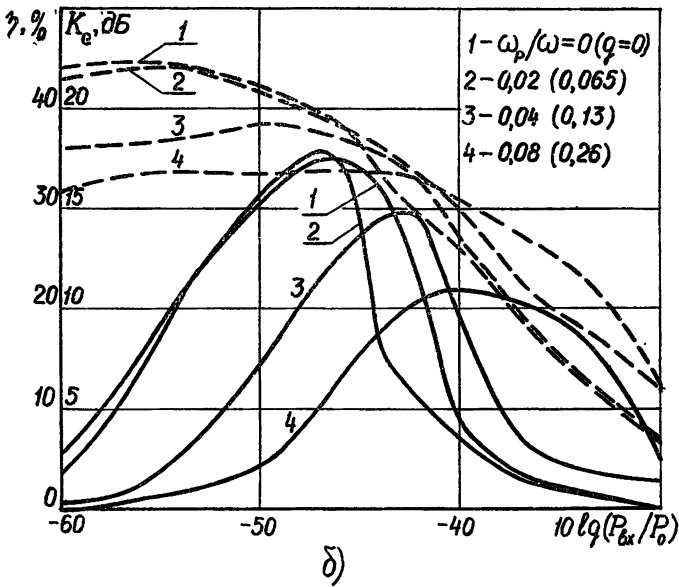
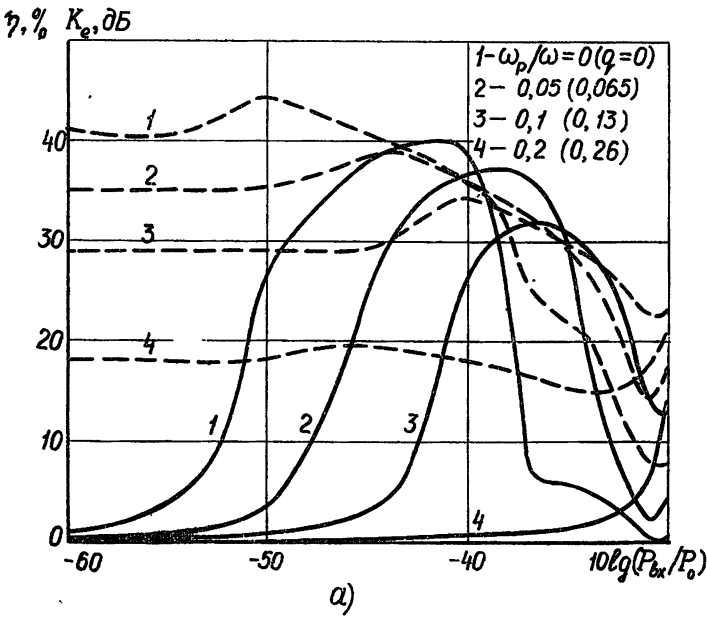


Рис. 5.

При проведении численных расчетов одной из задач являлось определение тех предельных значений ω_p'/ω , вплоть до которых наблюдается слабое изменение максимума КПД. Определенным обобщением полученных результатов являются зависимости КПД (сплошная линия) и коэффициента усиления (штриховая линия) от нормированной мощности входного сигнала, приведенные на рис. 5. В этих расчетах полагалось, что входной и выходной каскады выполнены на основе открытых резонаторов и в них возбуждается основной тип колебаний. Параметры модулятора оставались неизменными: $\Phi_{01}=100$, $\omega_1=1/4$, $I_0/I_{\text{пуск}}=0,9$, а параметры δ_{r1} и Φ_{s1} задавались из условия достиже-

ния насыщения по кпд при минимальном уровне входного сигнала. Выходной каскад рассчитывался для $I_0/I_{\text{пуск. мин}} = 0,9$ при двух различных значениях $\Phi_0 = 40$ (рис. 5а) и $\Phi_0 = 100$ (рис. 5б), что при $\omega = 1/4$ соответствует различным размерам пятна поля открытого резонатора. Для каждого значения $P_{\text{вх}}/P_0$ проводилась оптимизация по частотной расстройке резонатора. Зависимости приведены для значений пространственного рассинхронизма Φ_s в выходном резонаторе, при которых достигается максимум кпд в режиме насыщения*. Нормированная толщина пучка $\beta_e a = 1$, что соответствует $\sqrt{\Gamma_1} = 0,41$. Расстояние между центрами резонаторов выбиралось равным минимально возможному нечетному числу четвертой части редуцированной плазменной длины волны $\lambda'_p = 2\pi v_0/\omega'_p$. При $\omega'_p = 0$ (кривые 1) расстояние задавалось такое же, как и для кривых 2. Одинаковыми номерами на рис. 5а отмечены кривые, соответствующие одинаковым отношениям размера пятна поля $2R_y$ к λ'_p ($q = 2R_y/\lambda'_p$); на рисунке они приведены в скобках. Как следует из расчетов, величина q , в основном, определяет относительное уменьшение максимальных кпд с увеличением поля пространственного заряда. При этом различие в значениях ω_p/ω приводит только к уменьшению коэффициента усиления. Это можно объяснить тем, что сам процесс группировки частиц примерно такой же, как и в пространстве дрейфа вплоть до точки насыщения η_e по мощности**, а уменьшение кпд при увеличении поля пространственного заряда обусловлено перегруппировкой пучка по плотности (распадом сгустка) на длине пространства взаимодействия. На это, в частности, указывает то, что заметное уменьшение η_e наблюдается со значений $\lambda_p/4 \sim 2R_y$. Конечно, при мощностях входного сигнала больше оптимального значения и (или) длинах пространства взаимодействия порядка нескольких $\lambda_p/2$ изменение кпд за счет влияния поля пространственного заряда уже нельзя описать только с помощью одного параметра q . Здесь начинают играть существенную роль нелинейный процесс группировки в пространстве дрейфа, образование высших временных гармоник поля пространственного заряда, что, в конечном итоге, приводит к резкому уменьшению эффективности взаимодействия пучка с полем при дальнейшем увеличении ω_p/ω . Из проведенных расчетов следует, что для распределенных резонансных усилителей существуют предельные значения плотности тока пучка, определяемые величиной q , когда сохраняются высокие кпд и при которых еще целесообразно создание таких приборов. В некоторой степени условно в качестве предельной величины q можно выбрать значение $q = 1/8$ ***, вплоть до которой увеличение ω_p приводит к уменьшению максимальных кпд не более чем в 1,2—1,3 раза (см. кривые 3 на рис. 5). Выражая ω'_p через плотность пучка, находим ее предельное значение

$$J_{\text{опр}} \simeq \pi^2 m \epsilon_0 v_0^3 / 64 \Gamma_1 e R_y^2. \quad (12)$$

Таким образом, предельно допустимые значения тока пучка существенно зависят от величины ускоряющего напряжения и радиуса пятна поля R_y . При фиксированной геометрии поперечного сечения пучка, как следует из (12), максимальное значение первеанса пучка порядка ($\sim J_0/v_0^3$) ограничивается только величиной R_y . Для приборов с открытыми колебательными системами в длинноволновой и средней части миллиметрового диапазона можно реализовать минимальные значения $R_y \sim \lambda$ [13], и в этом случае формула (12) устанавливает связь между $J_{\text{опр}}$ и длиной волны. Например, при толщине пучка $\beta_e a = 1$ ($\Gamma_1 \simeq 0,17$),

* Значения Φ_s , соответствующие условию достижения максимума кпд и коэффициента усиления, различаются.

** Это хорошо согласуется с результатами анализа процессов в твистроне и клистроне с распределенным взаимодействием [11, 12].

*** Это соответствует изменению угла пролета $\omega'_p 2R_y/v_0$ волны пространственного заряда на длине пространства взаимодействия на величину $\pi/4$. Понятно, что для достижения достаточно высоких значений коэффициента усиления необходимо накладывать аналогичное ограничение на величину q и во входном каскаде.

$v_0 = 0,2$ с и $R_y \simeq \lambda \simeq 5$ мм получаем оценку $J_{\text{опр}} \simeq 40$ А/см², которая показывает, что при этих параметрах даже при достаточно больших значениях плотности пучка влияние поля пространственного заряда будет сказываться незначительно и что существуют реальные возможности создания таких приборов на практике.

5. В заключение приведем выражение для максимальной выходной мощности распределенных усилителей на основе колебательных систем приборов типа ГДИ [13]. Для этого воспользуемся полученной в третьей части работы [1] оценкой для значения КПД в режиме насыщения $\eta_e \sim v_0 \lambda / R_y c$, где коэффициент пропорциональности порядка единицы. Такая зависимость, например, четко прослеживается из сравнения максимальных КПД на рис. 5а и 5б. Максимальная ширина ленточного пучка над дифракционной решеткой в таких приборах равна примерно λ , а толщина — $1/\beta_e$ [13]. С учетом (12) получаем требуемое выражение

$$P_{\text{макс}} \simeq \frac{\pi m^2 \epsilon_0 v_0^7 \lambda^3}{256 \Gamma_1 e^2 R_y^3 c^2} \simeq 5 \cdot 10^7 \left(\frac{v_0}{c}\right)^7 \left(\frac{\lambda}{R_y}\right)^3 [\text{Вт}]. \quad (13)$$

Столь сильная зависимость $P_{\text{макс}}$ от начальной скорости частиц пучка обусловлена тем, что с повышением v_0 одновременно увеличиваются максимальные значения плотности пучка, его площадь поперечного сечения и КПД взаимодействия. Для рассмотренного выше примера ($v_0/c = 0,2$ и $R_y \simeq \lambda = 5$ мм) максимально достижимая величина выходной мощности составляет около 600 Вт, а КПД — около 15%. При этом существует большой резерв повышения $P_{\text{макс}}$ за счет увеличения ускоряющего напряжения*.

При оценке выходной мощности в коротковолновой части миллиметрового и тем более в субмиллиметровой области спектра необходимо принимать условие $(R_y/\lambda)^3 \gg 1$, поскольку реализация $R_y \sim \lambda$ здесь будет связана как с технологическими проблемами, так и со значительными сложностями теплоотвода. Достижение высоких уровней выходной мощности в этих диапазонах требует существенного повышения ускоряющих напряжений. Для определения закона убывания $P_{\text{макс}}$ с уменьшением длины волны выпишем связь между минимальным значением радиуса пятна поля и радиусом кривизны верхнего зеркала для полусферического резонатора [13] $R_y = \sqrt{\lambda b / 2\pi}$. Следовательно, при фиксированных размерах открытого резонатора $P_{\text{макс}} \sim \lambda^{3/2}$.

Необходимо учитывать также, что при малых значениях R_y предельная величина плотности тока может ограничиваться не величиной пространственного заряда, а эмиссионными способностями катода применяемой пушки. При фиксированном значении $J_{\text{опр}}$ вместо (13) имеем

$$R_{\text{макс}} \simeq J_{\text{опр}} m \lambda^3 v_0^4 / 4 \pi e c^2 R_y.$$

Здесь более существенной является зависимость $P_{\text{макс}}$ от длины волны и относительно меньшей — от ускоряющего напряжения. Однако, как показывают оценки при реальных $J_{\text{опр}}$ и R_y , и в этом случае за счет определенного повышения v_0 могут быть достигнуты весьма большие уровни выходной мощности во всем диапазоне миллиметровых длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ваврив Д. М., Третьяков О. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 2, с. 238; 1985, 28, № 1, с. 107; 1986, 29, № 2, с. 210.
2. Солнцев В. А. — ЖТФ, 1968, 38, № 1, с. 109.

* В приборах данного типа в автоколебательном режиме возможность повышения выходной мощности на несколько порядков при переходе от $v_0 \simeq 0,1$ с [13] до релятивистских скоростей была продемонстрирована экспериментально [14].

3. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 8, с. 1571.
4. Ваврив Д. М., Романов Ю. А., Третьяков О. А. — Электроника СВЧ. Сер. 1, 1984, вып. 10, с. 3.
5. Шевчик В. М., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1970. — 584 с.
6. Ваврив Д. М., Третьяков О. А. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 8, с. 1580.
7. Ваврив Д. М. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 8, с. 1576.
8. Рапопорт Г. Н. — Радиотехника и электроника, 1958, 3, № 2, с. 253.
9. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973.
10. Евграфов М. А. Асимптотические оценки и целые функции. — М.: Наука, 1979.
11. Бороденко В. Г., Малькова Н. Я., Победоносцев А. С. — Электронная техника. Сер. 1, 1966, вып. 10, с. 36.
12. Бороденко В. Г., Малькова Н. Я., Победоносцев А. С. — Электронная техника. Сер. 1, 1968, вып. 6, с. 3.
13. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Вища школа, 1976.
14. Братман В. Л. и др. — Письма в ЖТФ, 1984, 10, № 3, с. 807.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
27 мая 1985 г.

A THEORY OF THE RESONANT EXTENDED INTERACTION AMPLIFIERS. IV

D. M. Vavriv, O. A. Treť'jakov .

The influence of space charge field effects on physical phenomena and output characteristics of the resonant extended interaction amplifiers' has been analyzed.
