

УДК 621.385.69

ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОЛОСОВЫЕ СВОЙСТВА ГИРОКЛИСТРОНОВ

*Е. В. Засыпкин**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования полосовых свойств гироклистронов и проанализированы основные причины ограничения ширины полосы усиливаемых ими частот. Показано, что в области малых токов пучка, где разброс скоростей электронов не слишком велик, ширина полосы усиления двухрезонаторного гироклистронов близка к ширине полосы нагруженного электронным пучком выходного резонатора. В области больших токов ширина полосы усиления слабо зависит от параметров выходного резонатора и определяется главным образом разбросом времён пролёта электронов через пространство дрейфа, вызванным различием их поступательных скоростей. Хорошее количественное соответствие расчётных и экспериментальных зависимостей свидетельствует о применимости предложенной методики к расчёту и интерпретации частотных характеристик гироклистронов. Экспериментально продемонстрирована возможность расширения полосы рабочих частот в области больших токов за счёт снижения влияния разброса скоростей электронов на группировку пучка в трёхрезонаторном гироклистроне, работающем в режиме максимального усиления. В принципе, разработанная методика расчёта частотных характеристик с некоторыми модификациями может быть расширена и на случай трёхрезонаторного гироусилителя.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время основными областями применения мощных гироклистронов являются радиолокационные станции миллиметрового диапазона длин волн [1–3] и линейные ускорители, работающие в K_a -диапазоне (26–38 ГГц) [4–6]. Кроме того, в статье [7] сообщалось о разработке гироклистронов диапазона 140–170 ГГц с мощностью выходного излучения порядка 1 кВт, которые могли бы быть использованы в спектрометрах высокого разрешения, основанных на методе электронного парамагнитного резонанса.

Одно из основных требований, предъявляемых к гироклистронам, заключается в необходимости обеспечения эффективного усиления сигнала в достаточно широкой полосе частот. Теоретический анализ нескольких типов усилителей, выполненный в работах [8, 9] для случая односкоростного электронного потока, свидетельствует о возможности достижения в этих приборах высокого коэффициента полезного действия (КПД) в сочетании с широкой полосой рабочих частот. Вместе с тем реализованный к сегодняшнему дню в практических конструкциях гироклистронов уровень широкополосности оказывается заметно ниже значений, предсказываемых теорией. Среди главных причин этого расхождения следует указать влияние разброса скоростей электронов [10, 11], приводящего не только к снижению эффективности, но и к сужению полосы.

Данная работа, посвящённая исследованию полосовых свойств гироклистронов, направлена на выяснение основных причин ограничения ширины полосы рабочих частот реальных гироусилителей и определение возможных путей её расширения.

* zasyp@ipfran.ru

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОЛОСУ УСИЛЕНИЯ ДВУХРЕЗОНАТОРНОГО ГИРОКЛИСТРОНА

Рассмотрим двухрезонаторный гироклистрон с длинным по сравнению с длинами резонаторов пространством дрейфа. Предполагая далее, что модуляция электронного потока осуществляется одинаково эффективно в полосе частот, существенно превышающей нагруженную полосу выходного резонатора, запишем выражение для электронного КПД гироусилителя, характеризующего эффективность энергообмена предварительно сгруппированного электронного пучка с высокочастотным полем выходного резонатора, в виде произведения [12]

$$\eta = \frac{g_0^2}{1 + g_0^2} \eta_{\perp}^{(0)} \Phi_{\gamma} \Psi_{\theta}. \quad (1)$$

Такое представление позволяет свести анализ взаимодействия электронного пучка с высокочастотным полем выходного резонатора к исследованию функций, зависящих от сравнительно небольшого числа параметров. В соотношении (1) $g_0 = \beta_{\perp 0} / \beta_{\parallel 0}$, $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0} / c$ и $\beta_{\parallel 0} = v_{\parallel 0} / c$ — отношения поперечной ($v_{\perp 0}$) и продольной ($v_{\parallel 0}$) скоростей электронов в максимуме функции распределения по скоростям к скорости света c , $\eta_{\perp}^{(0)}$ — оптимальный поперечный КПД усилителя с моноскоростным пучком, имеющим $g = g_0$, Φ_{γ} — функция, описывающая в моноскоростном приближении зависимость электронного КПД от относительной расстройки рабочей частоты ω , совпадающей с частотой входного сигнала ω_{in} , и резонансной частоты рабочего типа колебаний выходного резонатора ω_2 :

$$\gamma_2 = Q_2 \frac{\omega - \omega_2}{\omega_2}, \quad (2)$$

где Q_2 — добротность выходного резонатора; Ψ_{θ} — функция, характеризующая зависимость КПД от угла пролёта электронов во втором резонаторе

$$\theta_2 = \frac{2\pi}{\beta_{\parallel 0}} \left(1 - \frac{\omega_H}{\omega}\right) \frac{L_2}{\lambda} \quad (3)$$

(ω_H — гирочастота электронов, L_2 — длина резонатора, $\lambda = 2\pi c / \omega$ — рабочая длина волны) и учитывающая влияние разброса скоростей электронов на группировку пучка в пространстве дрейфа.

Максимальный поперечный КПД $\eta_{\perp}^{(0)}$ является функцией безразмерных параметров

$$\mu_s = \frac{\pi \beta_{\perp 0}^2 L_s}{\beta_{\parallel 0} \lambda} = 0,622 \cdot 10^{-2} \frac{g_0^2 L_s}{\sqrt{1 + g_0^2} \lambda} \sqrt{U[\text{В}]},$$

$$\mu_{\text{dr}} = \frac{\pi \beta_{\perp 0}^2 L_{\text{dr}}}{\beta_{\parallel 0} \lambda} = 0,622 \cdot 10^{-2} \frac{g_0^2 L_{\text{dr}}}{\sqrt{1 + g_0^2} \lambda} \sqrt{U[\text{В}]}, \quad (4)$$

$$I_2 = \frac{1,5\pi Q_s I_0 \lambda (1 + g_0^2)}{L_2 U^2 g_0^4} \frac{J_{m-1}^2(kR_0)}{[(kR)^2 - m^2] J_m^2(kR)}, \quad (5)$$

$$X = (\mu_1 + 2\mu_{\text{dr}} + \mu_2) \sqrt{\frac{G_1 P_{\text{in}}}{P_{0\perp}}}, \quad (6)$$

где μ_s и μ_{dr} — параметры неизохронности, пропорциональные длинам резонаторов L_s и эффективной длине участка дрейфа L_{dr} соответственно, $s = 1, 2$ — номер резонатора, U — ускоряющее

напряжение пучка, I_2 — параметр, пропорциональный току пучка I_0 , $J_m(\xi)$ — функция Бесселя, $k = 2\pi/\lambda$, R и R_0 — радиусы резонатора и электронного пучка соответственно, X — параметр группировки, P_{in} — мощность входного излучения, $P_{0\perp}$ — часть мощности пучка, связанная с вращательным движением электронов, G_1 — параметр усиления первого резонатора. Зависимость $\eta_{\perp}^{(0)}$ от μ_2 и I_2 при оптимальных значениях параметра группировки $X_{opt} = 1,84$ приведён в [12, рис. 1].

Функция Φ_{γ} , характеризующая полосовые свойства нагруженного электронным пучком выходного резонатора, зависит от параметров γ_2 , θ_2 , μ_2 , I_2 , X и определяется на основании результатов численного интегрирования укороченных уравнений движения электронов [13] в области резонаторов и участка дрейфа.

С помощью численного исследования находится $\Phi_{\gamma} = \Phi_{\gamma}(\gamma_2)$ при фиксированных X , θ_2 , μ_2 , I_2 . Для удобства расчётов вместо угла пролёта θ_2 вводится угол $\hat{\theta}_2$, определяемый относительной расстройкой гирочастоты ω_H и резонансной частоты второго резонатора ω_2 , который не зависит от γ_2 . Связь θ_2 с $\hat{\theta}_2$ и γ_2 даётся простым соотношением

$$\theta_2 = \hat{\theta}_2 + \frac{\mu_2 \gamma_2}{\beta_{\perp 0}^2 Q_2}, \tag{7a}$$

$$\hat{\theta}_2 = \frac{2\pi}{\beta_{\parallel 0}} \left(1 - \frac{\omega_H}{\omega_2} \right) \frac{L_2}{\lambda}. \tag{7б}$$

При расчётах группировка электронного пучка на входе второго резонатора полагается оптимальной ($X = X_{opt} = 1,84$), а перебор значений μ_2 , I_2 и $\hat{\theta}_2$ осуществляется в следующих пределах¹:

$$1,5 \leq \mu_2 \leq 7, \quad 0,25 \leq I_2/I_{2st}^{min} \leq 1, \quad 0 \leq \hat{\theta}_2 \leq 8. \tag{8}$$

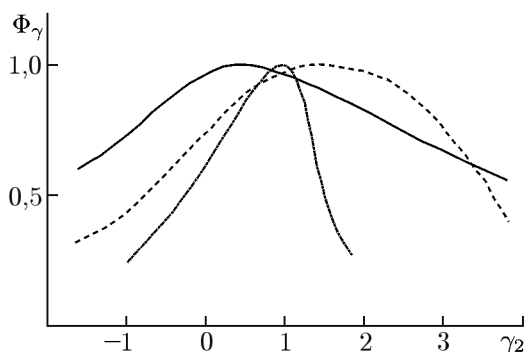


Рис. 1. Зависимости Φ_{γ} от γ_2 при различных $\hat{\theta}_2$ ($\hat{\theta}_2 = 0$ — сплошная кривая, $\hat{\theta}_2 = 3,6$ — штриховая кривая, $\hat{\theta}_2 = 6$ — штрихпунктирная кривая)

На рис. 1 изображены типичные зависимости Φ_{γ} от γ_2 для нескольких значений $\hat{\theta}_2$ при фиксированных значениях $\mu_2 = 4$ и $I_2/I_{2st}^{min} = 1$. Из него видно, что ширина $\Delta\gamma$ кривой $\Phi_{\gamma} = \Phi_{\gamma}(\gamma_2)$ на половинном уровне от максимального значения принимает наибольшее значение при $\hat{\theta}_2 = 0$. Из расчётов следует, что увеличение угла $\hat{\theta}_2$ или уменьшение отношения I_2/I_{2st}^{min} приводит к обужению функции Φ_{γ} . В случае, когда безразмерные параметры гироклистрона изменяются в областях, определяемых неравенствами (8), зависимость $\Delta\gamma$ от $\hat{\theta}_2$ может быть приближённо представлена в виде

$$\Delta\gamma \approx \tilde{\Delta}\gamma \exp(-\sigma \hat{\theta}_2^{9/4}), \tag{9}$$

где $\tilde{\Delta}\gamma$ и σ являются функциями только μ_2 и I_2 . Линии равных значений $\tilde{\Delta}\gamma$ и σ на плоскости параметров μ_2 , I_2 приведены на рис. 2. Наибольшая относительная ошибка аппроксимации функцией (9) точной зависимости $\Delta\gamma$ от $\hat{\theta}_2$ не превосходит 10÷15%. Из рис. 2, в частности, следует, что при фиксированном I_2/I_{2st}^{min} с укорочением длины выходного резонатора (уменьшением μ_2) происходит монотонный рост $\Delta\gamma$ за счёт увеличения $\tilde{\Delta}\gamma$.

В моноскоростном приближении, когда разброс электронов по скоростям отсутствует, ширина полосы усиления гироклистрона $\Pi_{am} = \Delta\omega/\omega$ совпадает с полосой нагруженного пучком

¹ Область $\hat{\theta}_2 < 0$ не рассматривалась, т. к. согласно [12] электронный КПД в ней мал.

резонатора и определяется как

$$P_{\text{ам}} = P_{\text{тр}} \approx (2Q_2)^{-1} \Delta\gamma. \quad (10)$$

При наличии разброса скоростей функция Ψ_θ , характеризующая зависимость КПД от угла пролёта электронов во втором резонаторе и учитывающая влияние разброса скоростей электронов на группировку пучка в пространстве дрейфа и отбор энергии у пучка в выходном резонаторе, в случае гауссового распределения электронов по поперечным скоростям может быть записана в виде [12]

$$\Psi_\theta = \exp \left[-\alpha^{(0)} \left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{3/2} \right] \times \left\{ \exp \left[- \left(\frac{g_0^2 \delta v_\perp}{4} \right)^2 \left(\frac{L_{\text{др}}}{L_2} \theta_2 - \theta_{\text{др. add}} \right)^2 \right] \right\}^\rho. \quad (11)$$

Здесь δv_\perp — разброс поперечных скоростей электронов, определяемый на уровне e^{-1} от максимума функции распределения, $\alpha^{(0)}$ — коэффициент аппроксимации, $\theta_2^{(0)}$ — оптимальный угол пролёта электронов в выходном резонаторе гироклистрона с моноскоростным пучком ($g = g_0$),

$$\theta_{\text{др. add}} = \frac{2\pi}{\beta_{\parallel 0} \lambda} \int_0^{L_{\text{др}}} \frac{[H_{\text{др}}(z) - H_{\text{ун}}]}{H_{\text{ун}}} dz \approx \frac{2\pi L_{\text{др}}}{\beta_{\parallel 0} \lambda} \frac{[H_{\text{др}}(z) - H_{\text{ун}}]}{H_{\text{ун}}}$$

— дополнительный угол пролёта электронов в трубке дрейфа, обусловленный неоднородностью магнитостатического поля в рабочем пространстве, $L_{\text{др}}$ — эффективная длина участка дрейфа, равная расстоянию между центрами резонаторов, $H_{\text{др}}(z)$ и $H_{\text{ун}}$ — значения статического магнитного поля в области трубки дрейфа и резонаторов соответственно, показатель степени ρ в соотношении (11) при токах пучка, значительно меньших стартового тока второго резонатора, равен 2, а на границе самовозбуждения колебаний в выходном резонаторе $\rho = 2/3$. Оптимальный угол пролёта в выходном резонаторе $\theta_2^{(0)}$ и коэффициент аппроксимации $\alpha^{(0)}$ являются функциями μ_2 и I_2 ; линии равных значений $\theta_2^{(0)}$ и $\alpha^{(0)}$ на плоскости параметров μ_2 и I_2 представлены в [12; рис. 1, 2].

Связь θ_2 с γ_2 , описываемую соотношением (7а), в данном случае удобно представить как

$$\theta_2 = \hat{\theta}_{2\text{opt}} + \frac{\mu_2}{\beta_{\perp 0}^2 Q_2} (\gamma_2 - \gamma_2^{(0)}), \quad (12)$$

где $\gamma_2^{(0)}$ — значение γ_2 , соответствующее максимуму функции $\Phi_\gamma(\gamma_2)$, а $\hat{\theta}_{2\text{opt}}$ — оптимальный угол пролёта электронов в выходном резонаторе, соответствующий максимальному значению функции Ψ_θ . Согласно [12] оптимальный угол пролёта $\hat{\theta}_{2\text{opt}}$ определяется выражением

$$\hat{\theta}_{2\text{opt}} = \frac{L_2}{L_{\text{др}}} \theta_{\text{др. add}} + \frac{12\alpha^{(0)} L_2^2}{\rho \theta_2^{(0)} g_0^4 \delta v_\perp^2 L_{\text{др}}^2} \sqrt{1 - \frac{L_2 \theta_{\text{др. add}}}{L_{\text{др}} \theta_2^{(0)}}}. \quad (13)$$

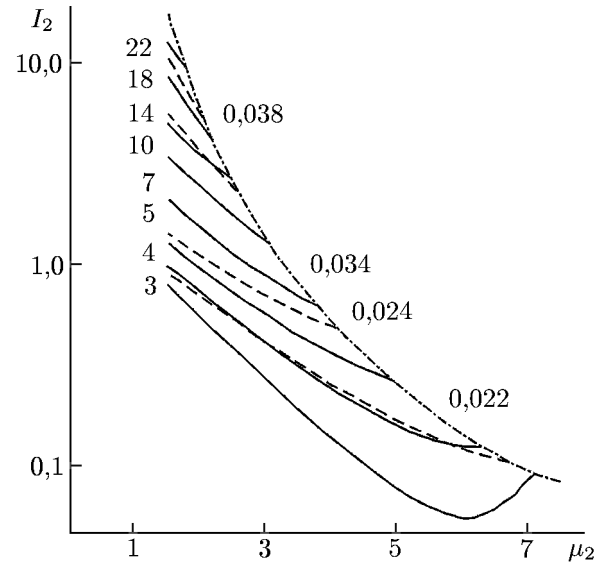


Рис. 2. Линии равных значений $\tilde{\Delta}\gamma$ (сплошные кривые, помеченные соответствующими значениями $\tilde{\Delta}$ слева) и σ (пунктирные кривые, помеченные соответствующими значениями σ справа) на плоскости параметров μ_2 и I_2 . Штрихпунктирная линия — зависимость минимального стартового тока $I_{2\text{st}}^{\text{min}}$ от μ_2

Для гироклистрона, находящегося в однородном магнитном поле ($\theta_{\text{dr add}} = 0$), из (11) имеем

$$\Psi_{\theta} = \exp \left[-\alpha^{(0)} \left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{3/2} \right] \left\{ \exp \left[- \left(\frac{g_0^2 \delta v_{\perp}}{4} \frac{L_{\text{др}}}{L_2} \theta_2 \right)^2 \right] \right\}^{\rho}. \quad (14)$$

В однородном магнитном поле $(L_{\text{др}}/L_2)\theta_2 = \theta_{\text{др}}$ (см. [12]), где $\theta_{\text{др}} = (\omega - \omega_H)L_{\text{др}}/v_{\parallel 0} = (\omega - \omega_H)\tau_{\text{tr}0}$ — угол пролёта через пространство дрейфа электронов с продольной скоростью $v_{\parallel} = v_{\parallel 0}$, соответствующей максимуму их функции распределения по скоростям, $\tau_{\text{tr}0} = L_{\text{др}}/v_{\parallel 0}$, ω — частота входного сигнала, ω_H — гирочастота электронов. Тогда из (14) следует, что

$$\Psi_{\theta} = \exp \left[-\alpha^{(0)} \left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{3/2} \right] \left(\exp \left\{ - \left[\frac{g_0^2 \delta v_{\perp}}{4} (\omega - \omega_H) \tau_{\text{tr}0} \right]^2 \right\} \right)^{\rho}. \quad (15)$$

Принимая также во внимание, что $g_0^2 \delta v_{\perp} \approx \delta v_{\parallel}$, а $\tau_{\text{tr}0} \delta v_{\parallel} = \delta \tau_{\text{tr}}$ — разброс времён пролёта электронов через участок дрейфа относительно $\tau_{\text{tr}0}$, выражение (15) можно преобразовать к виду

$$\Psi_{\theta} = \exp \left[-\alpha^{(0)} \left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{3/2} \right] \left(\exp \left\{ - \left[\frac{1}{4} (\omega - \omega_H) \delta \tau_{\text{tr}} \right]^2 \right\} \right)^{\rho}. \quad (16)$$

Из (16) нетрудно видеть, что оптимальная группировка пучка имеет место в случае, когда $\omega = \omega_H$ (синхронный режим усиления сигнала в пространстве взаимодействия), при этом для всех электронов угол пролёта в дрейфе равен нулю и второй множитель в (16) равен единице. Частота $\omega = \omega_H = \omega^{(0)}$, при которой функция Ψ_{θ} достигает максимального значения

$$\Psi_{\theta \text{ max}} = \exp(-\alpha^{(0)}), \quad (17)$$

соответствует центральной частоте полосы усиления. Заменяя в (16) ω_H на $\omega^{(0)}$, окончательно получаем

$$\Psi_{\theta \text{ max}} = \exp \left[-\alpha^{(0)} \left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{3/2} \right] \left(\exp \left\{ - \left[\frac{1}{4} (\omega - \omega^{(0)}) \delta \tau_{\text{tr}} \right]^2 \right\} \right)^{\rho}. \quad (18)$$

Поскольку в теории предполагается, что длина пространства дрейфа существенно превосходит длины резонаторов, то угол пролёта в выходном резонаторе $\theta_2 = (L_2/L_{\text{др}})\theta_{\text{др}} = (L_2/L_{\text{др}})(\omega - \omega^{(0)})\tau_{\text{tr}0}$ с изменением частоты входного сигнала меняется мало.

Кроме того, в показатель экспоненты первого множителя в (18) разность $(\omega - \omega^{(0)})$ входит практически в первой степени, а в показатель экспоненты второго множителя — в квадрате. Эти обстоятельства при расчёте ширины полосы усиления позволяют пренебречь изменением первого множителя в (18) по сравнению с изменением второго множителя при отстройке частоты входного сигнала ω от центральной частоты $\omega^{(0)}$. Тогда из (18) следует, что

$$\Psi_{\theta} \approx \left(\exp \left\{ - \left[\frac{1}{4} (\omega - \omega^{(0)}) \delta \tau_{\text{tr}} \right]^2 \right\} \right)^{2/3}. \quad (19)$$

Ширину полосы усиления на половинном уровне мощности выходного излучения в пренебрежении резонансными свойствами выходного каскада можно определить как

$$\Pi_{\text{am}} = (\omega_2 - \omega_1)/\omega^{(0)},$$

где частоты $\omega_1 < \omega^{(0)}$ и $\omega_2 > \omega^{(0)}$ находятся из условия $\Psi_\theta(\omega_1) = \Psi_\theta(\omega_2) = 1/2$. После несложных преобразований из (19) получаем

$$(\omega_2 - \omega_1)\delta\tau_{\text{tr}} \approx 5,5,$$

или

$$P_{\text{ам}}\omega^{(0)}\delta\tau_{\text{tr}} \approx 5,5. \quad (20)$$

Учитывая, что $\omega^{(0)}\delta\tau_{\text{tr}} = \omega_H\delta\tau_{\text{tr}} = \delta\vartheta_2$ — разброс фаз электронов пучка относительно фазы электронов центральной фракции функции распределения по скоростям $\vartheta_2^{(0)} = \omega_H\tau_{\text{tr}0}$ на входе во второй резонатор, из (20) имеем

$$P_{\text{ам}} \approx 5,5(\delta\vartheta_2)^{-1}. \quad (21)$$

Физический смысл формул (10) и (21) заключается в том, что при малом токе пучка, когда разброс продольных скоростей электронов не слишком велик ($\delta v_{\parallel} \leq 0,3$), ширина полосы усиления гироклистрона с высокодобротным выходным резонатором и коротким участком дрейфа определяется, главным образом, резонансными свойствами выходного каскада. Наоборот, в области больших токов пучка, где $\delta v_{\parallel} \approx 1$, ширина полосы рабочих частот гироусилителя с протяжённым участком дрейфа и низкодобротным резонатором² слабо зависит от параметров выходного резонатора и определяется в основном относительным разбросом начальных фаз электронов на его входе, вызванным различием времён их пролёта через пространство дрейфа.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛОСОВЫХ СВОЙСТВ ГИРОКЛИСТРОНОВ

Экспериментально исследовались частотные характеристики двух- и трёхрезонаторных гироклистронов 3-сантиметрового диапазона длин волн. Конструкция гироклистрона включает в себя электронно-оптическую систему, входной резонатор с целевой системой ввода энергии, промежуточный резонатор, трубку (трубки) дрейфа и выходной резонатор с дифракционным выводом энергии. Резонаторы гироклистрона представляют собой отрезки волновода кругового сечения, ограниченные с торцов запредельными для рабочего типа колебаний TE_{011} сужениями. Длины, добротности и собственные частоты моды TE_{011} входного и выходного резонаторов составляли соответственно $L_1 \approx 1,1\lambda$, $Q_1 \approx 250$, $f_1 \approx 9\,200$ МГц, $L_2 \approx 2,5\lambda$, $Q_2 \approx 300$, $f_2 \approx 9\,210$ МГц и в ходе эксперимента не изменялись. Длина трубки дрейфа $L_{\text{др}}$ в двухрезонаторном усилителе была равна $8,3\lambda$.

Для формирования винтового электронного потока используется двухэлектродная магнетронно-инжекторная электронная пушка, работающая в импульсном режиме с ускоряющим напряжением $U_0 = 16$ кВ и током пучка I_0 до 3 А. Измеренные характеристики электронного пучка — зависимости пичч-фактора g_0 и разброса поперечных скоростей δv_{\perp} от рабочего тока в оптимальных по КПД режимах — приведены на рис. 3. Измерения проводились методом тормозящего поля [14, 15].

Магнитное поле в рабочем пространстве создаётся системой двух соленоидов, запитываемых от независимых источников. Подбор оптимальной продольной конфигурации статического магнитного поля осуществляется за счёт изменения тока J_{add} во вспомогательном соленоиде, намотанном на внешнюю оболочку гироклистрона. При этом магнитное поле в областях входного и выходного резонаторов остаётся однородным. Магнитостатическое поле в области катода скла-

² Этот случай наиболее часто реализуется в практических конструкциях гироклистронов.

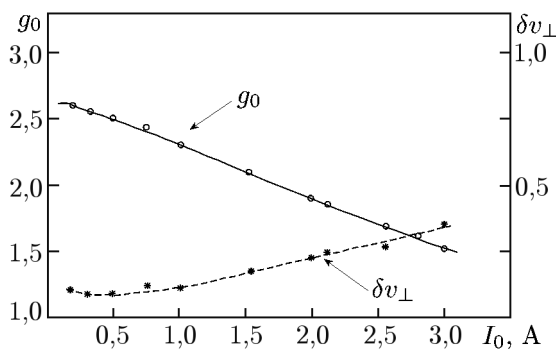


Рис. 3. Зависимости питч-фактора пучка g_0 (сплошная кривая) и разброса поперечных скоростей электронов δv_{\perp} (штриховая кривая) от тока пучка I_0

2.1. Двухрезонаторный гироклистрон

Результаты измерений и теоретические зависимости $\eta = \eta(f_{\text{in}})$, найденные по формулам (1)–(12) с использованием найденной в результате расчётов функцией $\Phi_{\gamma} = \Phi_{\gamma}(\gamma_2, \theta_2, \mu_2, I_2)$, представлены на рис. 4.

Предполагалось, что потери мощности в стенках выходного резонатора пренебрежимо малы, в силу чего полный КПД совпадает с электронным КПД, определяемым соотношением (1). Необходимые для расчётов значения питч-фактора пучка и разброса скоростей электронов в оптимальных по КПД режимах были взяты на основании результатов траекторного анализа магнетронно-инжекторной пушки гироклистрона, приведённых на рис. 3.

Переход от оптимального распределения магнитного поля в рабочем пространстве гироклистрона, характеризующегося при $J_{\text{add}} = J_{\text{add}}^{\text{opt}} = 1,8$ А ($\hat{\theta}_{2\text{opt}} \approx 2,2 \div 2,8$) превышением поля в области участка дрейфа над полями в резонаторах на несколько процентов, к однородному распределению ($J_{\text{add}} = 0$, $\hat{\theta}_0 \approx 0,00 \div 0,15$) сопровождался симметричным расплыванием функции $\eta = \eta(f_{\text{in}})$ с одновременным снижением её максимального значения. Расширение кривой $\eta = \eta(f_{\text{in}})$ с ростом I_0 вызвано, согласно (9) и рис. 2, увеличением $\Delta\gamma$ из-за уменьшения μ_2 , обусловленного снижением параметра g_0 в пучке.

В области малых токов пучка ($I_0 \leq 0,5$ А) полоса усиления близка к полосе нагруженного пучком выходного резонатора (рис. 5а). Увеличение I_0 сопровождается уменьшением питч-фактора g_0 и увеличением разброса поперечных (δv_{\perp}) и продольных (δv_{\parallel}) скоростей электронов. Снижение g_0 приводит к уменьшению μ_2 и повышению минимального стартового тока второго резонатора, однако отношение $I_2/I_{2\text{st}}^{\text{min}} \approx 1$ сохраняется неизменным вплоть до $I_0 \approx 2$ А. Уменьшение μ_2 при $I_2 \approx I_{2\text{st}}^{\text{min}}$ вызывает сравнительно быстрый рост $\tilde{\Delta}\gamma$ и Π_{r} . Одновременно имеет место некоторое уменьшение ширины полосы усиления, обусловленное увеличением $\delta\tau_{\text{tr}}$ (см. формулу (20)). Результатом совокупного действия обоих факторов является относительно медленное (по сравнению с изменением Π_{r}) расширение полосы усиления с увеличением рабочего тока. Максимальное значение Π_{am} реализуется при $I_0 \approx 2$ А, когда характерные масштабы изменения функций Φ_{γ} и Ψ_{θ} оказываются близкими (см. рис. 5а). В области $I_0 \geq 2$ А по мере роста тока пучка всё более превалирующим становится ограничение полосы усиления, связанное с влиянием разброса скоростей электронов. По этой причине в диапазоне токов $I_0 \approx (2 \div 3)$ А имеет место уменьшение Π_{am} при одновременном росте Π_{r} . При $I_0 \approx 3$ А полоса рабочих частот почти вдвое меньше полосы нагруженного пучком резонатора. Следует также отметить, что при этом токе ширина полосы усиления не зависит от величины J_{add} . Наоборот, в области малых токов ($I_0 \approx 0,5$ А), где

дывается из краевого поля основного соленоида и поля катодного соленоида. Изменением тока катодного соленоида регулируется питч-фактор пучка в рабочем пространстве усилителя.

В процессе эксперимента снимались зависимости КПД η , оптимизированного по мощности входного сигнала P_{in} и магнитным полям основного соленоида H_0 и на катоде электронной пушки H_c , от частоты входного сигнала f_{in} при различных значениях тока пучка I_0 и тока вспомогательного соленоида J_{add} .

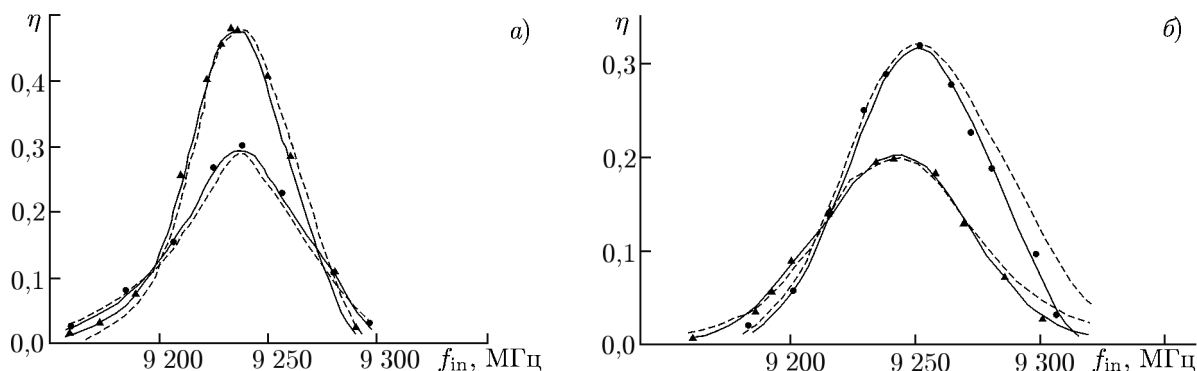


Рис. 4. Экспериментальные (сплошные кривые) и расчётные (штриховые кривые) зависимости КПД двухрезонаторного гироклистрона η от частоты входного сигнала f_{in} при токах пучка $I_0 = 0,5$ А (а), $I_0 = 2$ А (б) и токах вспомогательного соленоида $J_{add} = 0$ (треугольники) и $J_{add} = J_{add}^{opt}$ (кружки)

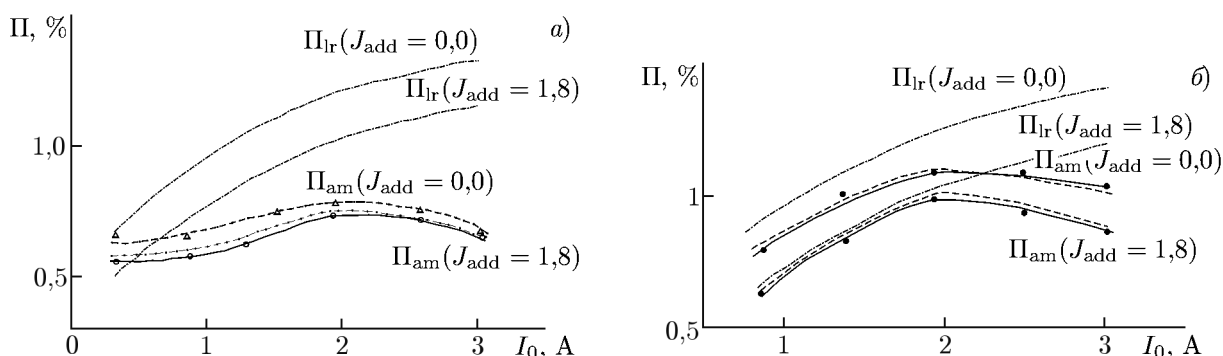


Рис. 5. Экспериментальные (сплошные кривые) и расчётные (штриховые кривые) зависимости ширины полосы усиления Π_{am} двухрезонаторного (а; $L_{dr} = 8,3\lambda$) и трёхрезонаторного (б; $L_{12} = 4\lambda$, $L_{23} = 4,3\lambda$) гироклистронов и расчётные зависимости ширины полосы нагруженного пучком соответствующего выходного резонатора Π_{lr} (штрихпунктирные кривые) от тока электронного пучка I_0 и тока вспомогательного соленоида J_{add} ($J_{add} = 0$ – треугольники, $J_{add} = J_{add}^{opt}$ – кружки)

$\Pi_{am} \approx \Pi_{lr}$, переход от однородного распределения к оптимальному сопровождается заметным сужением полосы усиливаемых частот (см. рис. 5а).

2.2. Трёхрезонаторный гироклистрон

В соответствии с (14) влияние разброса скоростей электронов на полосу усиления может быть существенно ослаблено за счёт сокращения длины трубки дрейфа L_{dr} . Однако по мере укорочения трубки дрейфа коэффициент усиления гироусилителя падает приблизительно как L_{dr}^{-2} . Это противоречие, принципиальное для двухкаскадных схем, удаётся разрешить в трёхрезонаторном гироклистроне, работающем в режиме максимального усиления. Здесь, наряду с уменьшением эффективной протяжённости участка дрейфа, оказывается возможным увеличение коэффициента усиления почти на порядок при сохранении КПД на том же уровне, что и в двухрезонаторном усилителе [16].

Согласно [16] КПД трёхрезонаторного усилителя в режиме максимального усиления практически совпадает с КПД двухрезонаторного гироклистрона с эффективной длиной участка дрейфа L_{23} , равной расстоянию между центрами промежуточного и выходного резонаторов. Это обстоятельство позволяет воспользоваться при анализе полосовых свойств многорезонаторного гироклистрона соотношениями (1)–(12) и результатами расчётов, представленными на рис. 2.

Исследованный трёхрезонаторный gyroусилитель отличается от рассмотренного ранее двухрезонаторного gyroклистрона наличием промежуточного резонатора ($L_{\text{int}} = L_2 \approx 1,5\lambda$, $Q_{\text{int}} = Q_2 \approx 200$, $f_2 \approx 9\,130$ МГц), равноудалённого от двух других. Параметры входного и выходного резонаторов те же самые, что и в предыдущем варианте gyroусилителя. Длины первой и второй трубки дрейфа составляют соответственно $L_{12} \approx 4\lambda$, $L_{23} \approx 4,3\lambda$.

Максимум КПД gyroусилителя реализуется на частоте входного сигнала, совпадающей с частотой нагруженного электронным пучком выходного резонатора, равной 9 238 МГц. Зависимости $\eta = \eta(f_{\text{in}})$ при оптимальном и однородном распределениях статического магнитного поля практически совпадают с изображёнными на рис. 4. В то же время замена однокаскадного группирователя двухкаскадным позволила повысить коэффициент усиления с 20 до 27 дБ.

На рис. 5б приведены расчётные и экспериментальные зависимости ширины полосы усиления $\Pi_{\text{ам}}$ от тока пучка I_0 для случаев однородного ($J_{\text{add}} = 0$) и оптимального ($J_{\text{add}} = 1,8$ А) распределений магнитостатического поля в рабочем пространстве. На том же рисунке изображены расчётные зависимости от I_0 ширины полосы нагружённого пучком выходного резонатора Π_{r} , совпадающей согласно (10) с полосой усиления gyroклистрона в моноскоростном приближении ($\delta v_{\parallel} = 0$).

Из сопоставления соответствующих кривых на рис. 5а и б следует, что ширина полосы рабочих частот трёхрезонаторного gyroклистрона в режиме максимального усиления $\Pi_{\text{ам}}^{(3)}$ существенно превышает ширину полосы $\Pi_{\text{ам}}^{(2)}$ двухрезонаторного gyroусилителя с идентичными входным и выходным резонаторами и эффективной длиной пространства дрейфа $L_{\text{dr}} = L_{12} + L_{23} \approx 8,3\lambda$. Отношение $\Pi_{\text{ам}}^{(3)}/\Pi_{\text{ам}}^{(2)}$ при токе пучка $I_0 \approx 1$ А ($g_0 \approx 2,3$; $\delta v_{\perp} \approx 0,1$) составляет 1,25, а при токе $I_0 \approx 3$ А ($g_0 \approx 1,5$; $\delta v_{\perp} \approx 0,33$) $\Pi_{\text{ам}}^{(3)}/\Pi_{\text{ам}}^{(2)} \approx 1,45$. Расширение полосы усиления в трёхрезонаторном gyroклистроне обусловлено улучшением фазовой группировки сгустков в процессе их формирования на сравнительно коротком втором участке дрейфа.

Уменьшение разброса фаз электронов на входе в третий резонатор позволяет заметно приблизить величину $\Pi_{\text{ам}}^{(3)}$ к её моноскоростному пределу — полосе нагруженного пучком выходного резонатора Π_{r} . Более того, в случае оптимальной конфигурации магнитного поля ($J_{\text{add}} = 1,8$ А) имеет место совпадение $\Pi_{\text{ам}}^{(3)}$ с Π_{r} в диапазоне токов $I_0 = 0 \div 2$ А. Заметим, что в двухрезонаторном gyroклистроне полоса $\Pi_{\text{ам}}^{(2)}$ близка к Π_{r} только в интервале $I_0 = 0,0 \div 0,5$ А (см. рис. 5а). В области больших токов ($I_0 \geq 3$ А) по мере роста I_0 и ухудшения качества пучка (снижения g_0 и увеличения δv_{\perp}) всё более определяющим становится ограничение полосы, связанное с разбросом начальных фаз электронов. По этой причине в трёхрезонаторном gyroклистроне при $I_0 \geq 3$ А, как и в двухрезонаторном, происходит уменьшение $\Pi_{\text{ам}}$, в то время как Π_{r} продолжает нарастать.

В отличие от двухкаскадного gyroусилителя, даже в области больших токов пучка ширина полосы рабочих частот трёхрезонаторного gyroклистрона существенно зависит от продольной структуры магнитостатического поля. Переход от однородного распределения к оптимальному сопровождается сужением полосы усиления в среднем на 15–20 % во всём диапазоне изменения тока пучка (рис. 5б).

Таким образом, в gyroклистронах с относительно низкодобротным выходным резонатором ($Q_{\text{out}} \approx 300$) в области малых I_0 , где разброс скоростей электронов не слишком велик, полоса усиления ограничивается полосой нагруженного пучком выходного резонатора. В соответствии с теорией в этом диапазоне значений I_0 ширина полосы усиления зависит от осевого распределения магнитостатического поля в пространстве взаимодействия, причём наибольшая величина $\Pi_{\text{ам}}$ реализуется в случае однородного распределения.

В области больших токов пучка ширина полосы рабочих частот определяется главным обра-

зом разбросом начальных фаз электронов на входе последнего резонатора. В трёхрезонаторном гироклистроне, работающем в режиме максимального усиления, за счёт сокращения длины пространства дрейфа удаётся заметно ослабить влияние разброса скоростей электронов на полосу усиления, в результате чего достигается её расширение при сохранении КПД на том же уровне, что и в двухрезонаторном усилителе, и повышении коэффициента усиления почти на порядок.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты детального исследования полосовых свойств гироклистронов и проанализированы основные причины ограничения ширины полосы усиливаемых частот. Теоретически и экспериментально показано, что в наиболее важной с практической точки зрения области больших токов пучка ограничение полосы усиления в двухрезонаторном гироклистроне обусловлено главным образом влиянием разброса скоростей электронов. Хорошее количественное соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей свидетельствует о применимости предложенной методики к расчёту и интерпретации частотных характеристик гироклистронов. Экспериментально продемонстрирована возможность расширения полосы рабочих частот в области больших токов за счёт снижения влияния разброса скоростей электронов на группировку пучка в трёхрезонаторном гироклистроне, работающем в режиме максимального усиления. В принципе, разработанная методика расчёта частотных характеристик с некоторыми модификациями может быть обобщена и на случай трёхрезонаторного гироклистрона.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19–79–30071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Толкачёв А. А., Левитан Б. А., Мясников В. Е. и др. // Радиолокация и связь. 2007. № 4. С. 3–7.
2. Антаков И. И., Гачев И. Г., Засыпкин Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 3. С. 185–194.
3. Засыпкин Е. В., Гачев И. Г., Антаков И. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 5. С. 341–350.
4. Зайцев Н. И., Гузнов Ю. М., Кузиков С. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8–9. С. 544–549.
5. Зайцев Н. И., Гвоздев А. К., Запелалов С. А. и др. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59, № 2. С. 179–183. <https://doi.org/10.7868/S0033849413120188>
6. Abubakirov E. B., Guznov Yu. M., Kuzikov S. V., et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Techniques. 2018. V. 66, issue 3. P. 1 273–1 278. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2017.2772917>
7. Swati M. V., Madan S. C., Pradip K. J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. No. 11. P. 2 844–2 851. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2611140>
8. Кураев А. А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск : Наука и техника, 1979. 334 с.
9. Моисеев М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 8. С. 1 218–1 223.
10. Антаков И. И., Гинцбург В. А., Засыпкин Е. В., Соколов Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 8. С. 1 196–1 200.
11. Мануилов В. Н., Полушкина С. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 795–803.
12. Засыпкин Е. В., Моисеев М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 10. С. 1 321–1 334.

13. Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Лекции по электронике СВЧ. Книга 4. 3-я школа-семинар инженеров. Саратов : СГУ, 1974. С. 95–178.
14. Kuftin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., et al. // Int. J. Infrared MM Waves. 1999. V. 20. No. 3. P. 361–382. <https://doi.org/10.1023/A:1021757213511>
15. Климов А. В., Мануилов В. Н. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7, № 1. С. 63–69.
16. Zasyrkin E. V., Moiseev M. A., Sokolov E. V., Yulpatov V. K. // Int. J. Electron. 1995. V. 78, No. 2. P. 423–433. <https://doi.org/10.1080/00207219508926174>

Поступила в редакцию 11 июня 2020 г.; принята в печать 23 июля 2020 г.

ON THE INFLUENCE OF THE ELECTRON VELOCITY SPREAD ON THE PASSBAND PROPERTIES OF GYROKLYSTRONS

E. V. Zasyrkin

We present the results of studying the passband properties of gyrokystrons theoretically and experimentally and analyze the main causes of limitations in the bandwidth of the frequencies that they amplify. It is shown that in the region of low beam currents, where the electron velocity spread is rather low, the amplification bandwidth of a two-cavity gyrokystron is close to the bandwidth of the output cavity loaded with an electron beam. In the region of high currents, the amplification bandwidth depends weakly on the parameters of the output cavity and is determined mainly by the spread in the times of electron passing through the drift space, which is caused by the difference in their translational velocities. Good qualitative agreement of the calculated and experimental dependencies indicates that the proposed method can be applied to the calculation and interpretation of frequency characteristics of gyrokystrons. The possibility to expand the passband of operating frequencies in the high-current region by decreasing the influence of the electron velocity spread on beam bunching in the three-cavity gyrokystron operating in the maximum acceleration regime is demonstrated experimentally. Theoretically, the developed method for calculation of frequency characteristics can be expanded to the case of a three-cavity gyroamplifier with slight modifications.