

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.29>

УДК: 621.372.413, 537.876.4

ИЗУЧЕНИЕ ПРИНЦИПОВ ПОСТРОЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СВЧ СИСТЕМЫ НА ПРИМЕРЕ РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО

М.Ю. Захарченко, Ю.Ф. Захарченко

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал
410019, Саратов, ул. Зеленая, д. 38

Статья поступила в редакцию 29 ноября 2023 г.

Аннотация. Конструкции клистронов с 2 – 4 резонаторами обеспечивают большой КПД и высокий коэффициент усиления, но полоса усиливаемых частот составляет 0,1... 0,5 % из-за применения резонаторов с большой добротностью. Известный метод расширения полосы усиливаемых частот в сантиметровом диапазоне до 7...12 % и в миллиметровом до 1...2 % заключается в отстройке резонансной частоты промежуточных резонаторов на несколько процентов от центральной частоты. Но в этом случае требуется использовать 10...12 резонаторов. В работе изучается возможность построения фазовращателя с отрицательной фазочастотной характеристикой для расширения полосы пропускания резонатора. В качестве фазовращателя исследуется система в виде металлической пленки на поверхности слоя полупроводника. Показано, что в миллиметровом диапазоне волн при отражении плоской электромагнитной волны от поверхности полупроводника фазочастотная характеристика входного сопротивления системы состоит из цепочки частотных интервалов с переходами от положительной характеристики к отрицательной характеристике и наоборот. Рассматривается применение фазовращателя в многослойном резонаторе типа Фабри-Перо. Показана возможность расширения в 2 – 4 раза резонансной полосы

длин волн $\Delta\lambda/\lambda_0$ при усилении в 10 – 20 раз электрического поля во внутреннем слое W резонатора ($\Delta\lambda/\lambda_0$ соответствует $0.707 \max |G(\lambda_0)|$, где $G(\lambda)$ – функция усиления поля, λ_0 – резонансная длина волны). Увеличение проводимости полупроводника σ_F приводит к преобразованию амплитудно-частотной характеристики $G(\lambda)$ с двумя максимумами к форме с одним максимумом с переходом через плоскую вершину. При этом значение $\max |G(\lambda_0)|$ уменьшается, а $\Delta\lambda/\lambda_0$ увеличивается. Для случая, когда характеристика функции $G(\lambda)$ имеет плоскую вершину, увеличение волнового сопротивления слоя W при одновременном уменьшении σ_F и выборе оптимальной толщины слоя W приводит к увеличению $\max |G(\lambda_0)|$. Но значение $\Delta\lambda/\lambda_0$ уменьшается.

Ключевые слова: резонатор, фазовращатель с отрицательной фазочастотной характеристикой, полупроводник.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Автор для переписки: Захарченко Юрий Федорович,
zaharchenko201146@mail.ru

Введение

В системах телекоммуникации и радиолокации в качестве усилителей средней и большой мощности широко используются пролетные клистроны [1,2].

Применение в клистролах высокодобротных резонаторов позволяет использовать электронно-оптические системы небольшой длины, что дает возможность пропускать через пространство взаимодействия электронные пучки с плотностью тока до $200...400 \text{ А/см}^2$ [2,3]. Благодаря этому клистроны характеризуются большими электронным (до 50 %) и техническим (до 70 %) КПД, высоким коэффициентом усиления (до 60 дБ). Однако типовые конструкции 2 – 4 резонаторных клистронов имеют полосу усиливаемых частот не более $0,1... 0,5 \%$ из-за необходимости применения резонаторов с большой добротностью [1-3].

Известный метод расширения полосы усиливаемых частот в сантиметровом диапазоне до 7...12 % [2-6] и в миллиметровом – до 1...2 % [3, 7, 8] заключается в отстройке резонансной частоты промежуточных резонаторов на несколько процентов от центральной частоты. Но при этом требуется использовать 10...12 резонаторов с добротностью 75...150.

Другим возможным путем расширения резонансной полосы является применение фазовращателей с отрицательной фазочастотной характеристикой. Таким свойством, например, обладает LCR -контур с параллельным резонансом тока (рис. 1а). Зависимость сопротивления Z_F контура от частоты f описывается выражением:

$$\begin{aligned} Z_F(\omega)/\rho_{LC} &= |Z_F(\omega)|/\rho_{LC} \exp(j\theta_F(\omega)) = a(1+jq)/(1+q^2), \\ q(\omega) &= a[1/\omega/\omega_0 - \omega/\omega_0], \\ \omega &= 2\pi f; \quad \omega_0 = \sqrt{1/LC}; \\ \rho_{LC} &= \sqrt{L/C}, \quad a = R/\rho_{LC}. \end{aligned} \quad (1)$$

Из (1) следует, что в полосе $\Delta\omega/\omega_0 = \pm 1/2a + \sqrt{1+(1/2a)^2}$ функции $\text{Re } Z_F(\omega)$ и $\text{Im } Z_F(\omega)$ (рис. 1б) задают отрицательную фазочастотную характеристику для $\theta_F(\omega)$ (рис. 1в).

Авторами было обнаружено, что в миллиметровом диапазоне волн при отражении плоской электромагнитной волны от системы в виде металлической пленки на поверхности слоя полупроводника фазочастотная характеристика входного сопротивления системы состоит из цепочки частотных интервалов с переходами положительной характеристики к отрицательной и наоборот. В работе приводятся результаты исследований, демонстрирующие возможность использования данного явления для расширения резонансной полосы частот на примере модели многослойного резонатора типа Фабри-Перо (рис. 2).

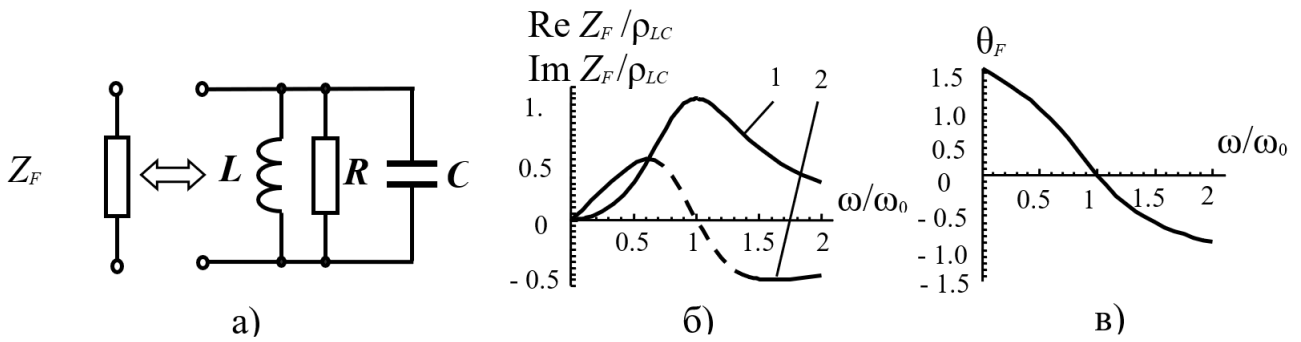


Рис. 1. Схема контура (а). Графики функций $\text{Re } Z_F(\omega)$ (кривая 1) и $\text{Im } Z_F(\omega)$ (кривая 2) (б) и график функции $\theta_F(\omega)$ (в) для $a = 1$.

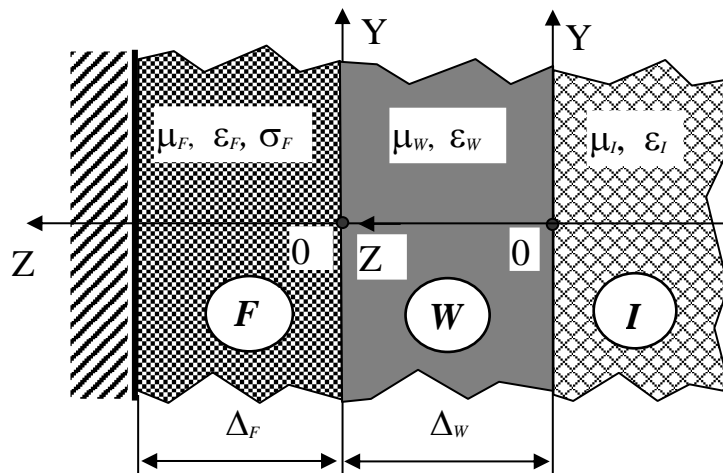


Рис. 2. Модель многослойной резонансной системы типа Фабри-Перо.

Резонатор содержит фазовращатель в виде полупроводящего слоя F толщиной Δ_F с проводимостью σ_F и относительными диэлектрической ϵ_F и магнитной μ_F проницаемостями. Внешняя поверхность слоя F содержит отражающее зеркало, а внутренняя примыкает к слою W . Слой W , толщиной Δ_W и с ϵ_W, μ_W , является внутренним пространством резонатора. К слою W примыкает внешняя среда I с μ_I и ϵ_I . В среде I распространяется плоская электромагнитная волна, возбуждающая резонатор на длине волны λ . Здесь и далее величины Δ_F, Δ_W и λ выражены в метрах, σ_F – в $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}$.

1. Математический аппарат

Электромагнитные поля в средах F , W и I задаются выражениями [9]:

$$\begin{aligned}
 E_y^F(z') &= E^{F+} e^{-\gamma_F k_F z'} + E^{F-} e^{\gamma_F k_F z'} , \\
 H_x^F(z') &= j(\gamma_F / \rho_0) \sqrt{\varepsilon_F / \mu_F} (E^{F+} e^{-\gamma_F k_F z'} - E^{F-} e^{\gamma_F k_F z'}) , \\
 E_y^W(z) &= E^{W+} e^{-jk_W z} + E^{W-} e^{jk_W z} , \\
 H_x^W(z) &= -(1/\rho_0) \sqrt{\varepsilon_W / \mu_W} (E^{W+} e^{-jk_W z} - E^{W-} e^{jk_W z}) , \\
 E_y^I(z) &= E^{I+} e^{jk_I z} + E^{I-} e^{-jk_I z} , \\
 H_x^I(z) &= -(1/\rho_0) \sqrt{\varepsilon_I / \mu_I} (E^{I+} e^{jk_I z} - E^{I-} e^{-jk_I z}) .
 \end{aligned} \tag{2}$$

В выражениях (2) использованы обозначения [9]:

$$\begin{aligned}
 \gamma_F &= \alpha_F + j\beta_F , \\
 \alpha_F &= \sqrt{(\sqrt{1+\chi^2} - 1)}/2 , \\
 \beta_F &= \sqrt{(\sqrt{1+\chi^2} + 1)}/2 , \\
 \chi &= 60 \sigma_F \lambda / \varepsilon_F , \quad \rho_0 = 120 \pi , \\
 k_F &= \sqrt{\varepsilon_F \mu_F} k , \quad k_W = \sqrt{\varepsilon_W \mu_W} k , \\
 k_I &= \sqrt{\varepsilon_I \mu_I} k , \quad k = 2\pi / \lambda , \\
 \rho_W &= \sqrt{\mu_W / \varepsilon_W} \rho_0 . \quad \rho_I = \sqrt{\mu_I / \varepsilon_I} \rho_0
 \end{aligned} \tag{3}$$

В среде F краевое условие для поля $E_y^F(z)$ на поверхности зеркала имеет вид:

$$E^{F+} e^{-\gamma_F k_F \Delta_F} + E^{F-} e^{\gamma_F k_F \Delta_F} = 0 . \tag{4}$$

Входное сопротивление Z_F системы «зеркало и слой F » задается выражением [9]:

$$Z_F / \rho_0 = j(\sqrt{\mu_F / \varepsilon_F} / \gamma_F) (E^{F+} + E^{F-}) / (E^{F+} - E^{F-}) . \tag{5}$$

Учитывая (4) в (5), получим выражение для Z_F :

$$Z_F / \rho_0 = j\sqrt{\mu_F / \varepsilon_F} \tanh(\gamma_F k_F \Delta_F) / \gamma_F . \tag{6}$$

Условия сшивания полей $E_y^F(z)$ и $E_y^W(z)$ на границе между слоями F и W имеют вид:

$$E^{W+} e^{-jk_w \Delta_w} + E^{W-} e^{jk_w \Delta_w} = E^{F+} + E^{F-},$$

$$-\sqrt{\varepsilon_w / \mu_w} (E^{W+} e^{-jk_w \Delta_w} - E^{W-} e^{jk_w \Delta_w}) = j\gamma_F \sqrt{\varepsilon_F / \mu_F} (E^{F+} - E^{F-}). \quad (7)$$

Дифференцируя (6), получим выражение для производной

$$\lambda d(Z_F / \rho_0) / d\lambda:$$

$$\lambda \frac{d(Z_F / \rho_0)}{d\lambda} = \frac{j}{\gamma_F^2} \left[(k_F \Delta_F) \left(\sqrt{\mu_F / \varepsilon_F} + \sqrt{\varepsilon_F / \mu_F} (\gamma_F Z_F / \rho_0)^2 \right) - \chi Z_F / \rho_0 \right]. \quad (8)$$

Для вывода функции $G(z, \lambda)$, задающей распределение поля волны $E_y^W(z)$ в слое W , используются условия сшивания полей $E_y^W(z)$ и $E_y^I(z)$ на границе между слоями W и I :

$$E^{I+} + E^{I-} = E^{W+} + E^{W-},$$

$$\sqrt{\varepsilon_I / \mu_I} (E^{I+} - E^{I-}) = \sqrt{\varepsilon_w / \mu_w} (E^{W+} - E^{W-}). \quad (9)$$

Учитывая (5) и (7) в (9), получим систему:

$$2 \left(\frac{E^{W+} e^{-j\theta_w}}{1 + Z_F / \rho_w} \right) (j \sin \theta_w + (Z_F / \rho_w) \cos \theta_w) = E^{I+} + E^{I-}, \quad (10)$$

$$2 \left(\frac{E^{W+} e^{-j\theta_w}}{1 + Z_F / \rho_w} \right) (\cos \theta_w + j(Z_F / \rho_w) \sin \theta_w) = \left(\frac{\rho_w}{\rho_I} \right) (E^{I+} - E^{I-}).$$

Из (10) следует:

$$E^{W+} = - \frac{jE^{I+} (1 + Z_F / \rho_w) \exp(j\theta_w)}{\left(1 + \frac{\rho_I}{\rho_w} \frac{Z_F}{\rho_w} \right) \sin \theta_w - j \left(\frac{\rho_I}{\rho_w} + \frac{Z_F}{\rho_w} \right) \cos \theta_w}, \quad (11)$$

$$E^{W-} = \frac{jE^{I+} (1 - Z_F / \rho_w) \exp(-j\theta_w)}{\left(1 + \frac{\rho_I}{\rho_w} \frac{Z_F}{\rho_w} \right) \sin \theta_w - j \left(\frac{\rho_I}{\rho_w} + \frac{Z_F}{\rho_w} \right) \cos \theta_w}. \quad (12)$$

Подставляя (11) и (12) в выражение для поля $E_y^W(z)$ в (3), получим функцию $G(z, \lambda)$:

$$G(z, \lambda) = E_y^W(z) / E^{I+} = h(\theta, \theta_w) / q(\theta_w), \quad \theta = k_w z; \quad (13)$$

$$h(z, \theta_w) = 2 \{ \sin(\theta_w - \theta) - j(Z_F / \rho_w) \cos(\theta_w - \theta) \}; \quad (14)$$

$$q(\theta_w) = \left(1 + \left(\rho_I / \rho_w \right) \left(Z_F / \rho_w \right) \right) \sin \theta_w - j \left(\left(\rho_I / \rho_w \right) + \left(Z_F / \rho_w \right) \right) \cos \theta_w. \quad (15)$$

Расчет функций $Z_F(\lambda)$ и $|G(\lambda)|$ проводился в диапазоне длин волн 0.0025...0.015 (м) по формулам (6), (8) и (13) с помощью программного продукта «Математика 7» [10].

2. Результаты анализа свойств функции $Z_F(\lambda, \sigma_F, \Delta_F)$

В рассматриваемом диапазоне длин волн согласно (3) при $\sigma_F < 50$ выполняется условие $\beta_F \gg \alpha_F$. В этом случае из (6) следует, что амплитудно-частотные характеристики функций $\text{Re } Z_F(\lambda)$ и $\text{Im } Z_F(\lambda)$ описываются в виде цепочки интервалов длин волн, в которых имеют место периодические переходы функции $\text{Im } Z_F(\lambda)$ от значений с положительной производной к значениям с отрицательной производной (рис. 3б), а функция $\text{Re } Z_F(\lambda)$ в тех же частотных интервалах изменяется от максимальных значений до минимальных (рис. 3а).

Величины λ_0 и λ_P являются решениями уравнения, которое получено из $\text{Im } Z_F(\lambda) = 0$:

$$\sin \theta_F + (\alpha_F / \beta_F) \sinh(\alpha_F / \beta_F) \theta_F = 0, \quad \theta_F = 2\beta_F k_F \Delta_F. \quad (16)$$

Для случая: $\sigma_F < 50$, $\varepsilon_F > 10$, $\lambda < 0.02$ имеем $\chi < 0.5$, в силу чего $\alpha_F \approx \chi/2$ и $\beta_F \approx 1$. В этом случае решение (16) для длины волны λ_0 запишется в виде:

$$\theta_{F0} = 2\pi \sqrt{\varepsilon_F \mu_F} \Delta_F / \lambda_0 \approx \pi (1 - \chi^2 / 4). \quad (17)$$

При подстановке θ_{F0} в (6) и (8) получим соотношения:

$$\begin{aligned} \max \text{Re}(Z_F(\lambda_0) / \rho_0) &<< \left| \text{Im}(\lambda_0 d Z_F(\lambda_0) / \rho_0 / d\lambda) \right|, \\ \text{Im } Z_F(\lambda_0) / \rho_0 &= 0, \quad \text{Re}(\lambda_0 d Z_F(\lambda_0) / \rho_0 / d\lambda) \approx 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Из (6), (8), а также из рисунков 4 – 7, следует, что увеличение σ_F и λ_0 приводит к уменьшению $\max \text{Re} Z_F(\lambda_0)$ в несколько раз и к существенному уменьшению производной $\max |\lambda_0 \partial \text{Im} Z_F(\lambda_0) / \partial \lambda|$. Увеличение параметра ε_F приводит к возрастанию их значений.

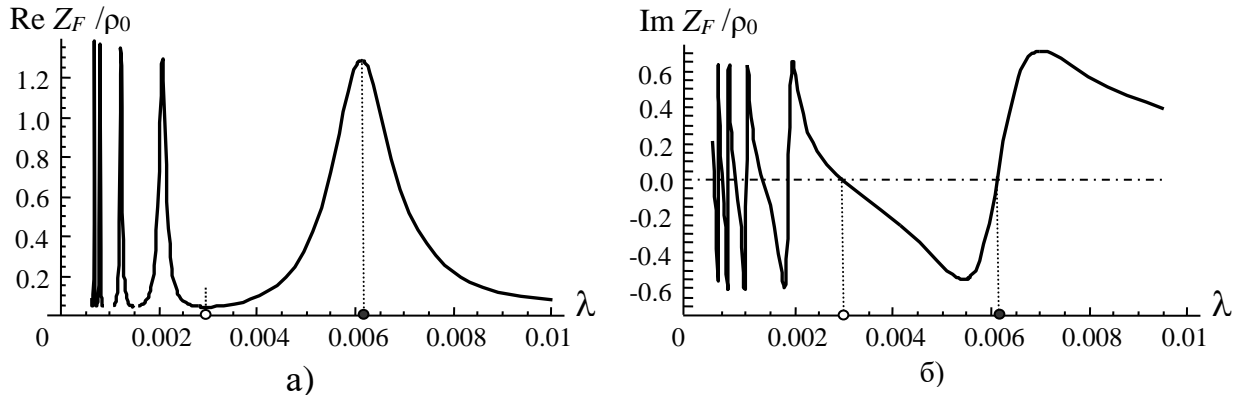


Рис. 3. Графики функций $\text{Re } Z_F(\lambda)$ (а) и $\text{Im } Z_F(\lambda)$ (б)

для $\mu_F = 1$, $\varepsilon_F = 16$, $\Delta_F = 0.0017$, $\sigma_F = 10$.

Точки \bullet соответствуют λ_0 , для которой $\lambda_0 \partial \text{Im } Z_F(\lambda_0) / \partial \lambda > 0$,

а кружки \circ – λ_P , для которой $\lambda_P \partial \text{Im } Z_F(\lambda_P) / \partial \lambda < 0$.

В этих точках $\text{Im } Z_F(\lambda_P) = 0$ и $\text{Im } Z_F(\lambda_0) = 0$.

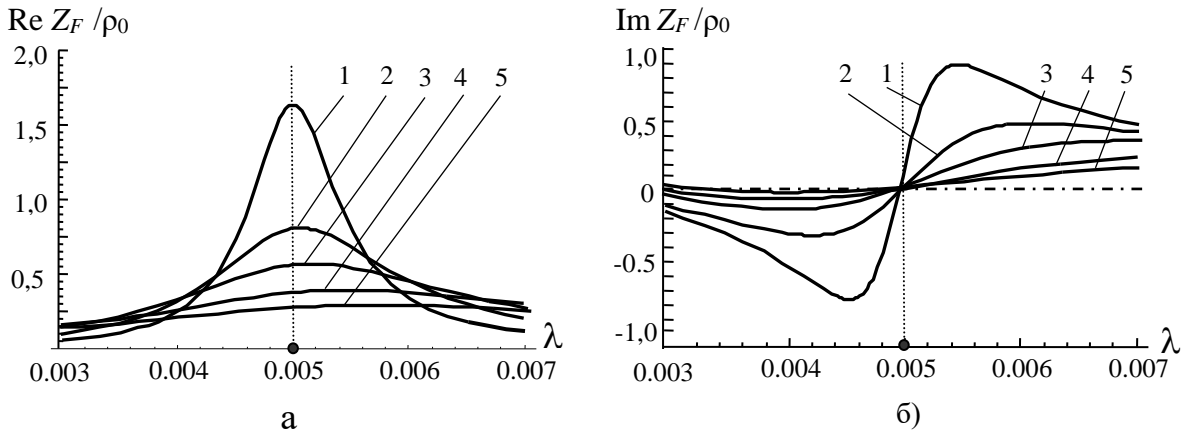


Рис. 4. Графики зависимостей $\text{Re } Z_F(\lambda)$ (а) и $\text{Im } Z_F(\lambda)$ (б)

для $\mu_F = 1$, $\varepsilon_F = 16$ при $\sigma_F = 10$, $\Delta_F = 0.00125$ (1), $\sigma_F = 20$, $\Delta_F = 0.00127$ (2), $\sigma_F = 30$, $\Delta_F = 0.00131$ (3), $\sigma_F = 40$, $\Delta_F = 0.00136$ (4), $\sigma_F = 50$, $\Delta_F = 0.00144$ (5), ($\lambda_0 = 0.005$ м).

3. Результаты анализа свойств функции $|G(z, \lambda)|$

Анализ параметров функции $|G(\lambda)|$ проводился для $\sigma_F < 25$, $\varepsilon_F > 2$ при выполнении условий, что $\lambda \partial \text{Im } Z_F(\lambda) / \partial \lambda > 0$, а для λ_0 выполняется $\theta_{w0} = 2\pi \Delta_w / \lambda_0 = \pi$.

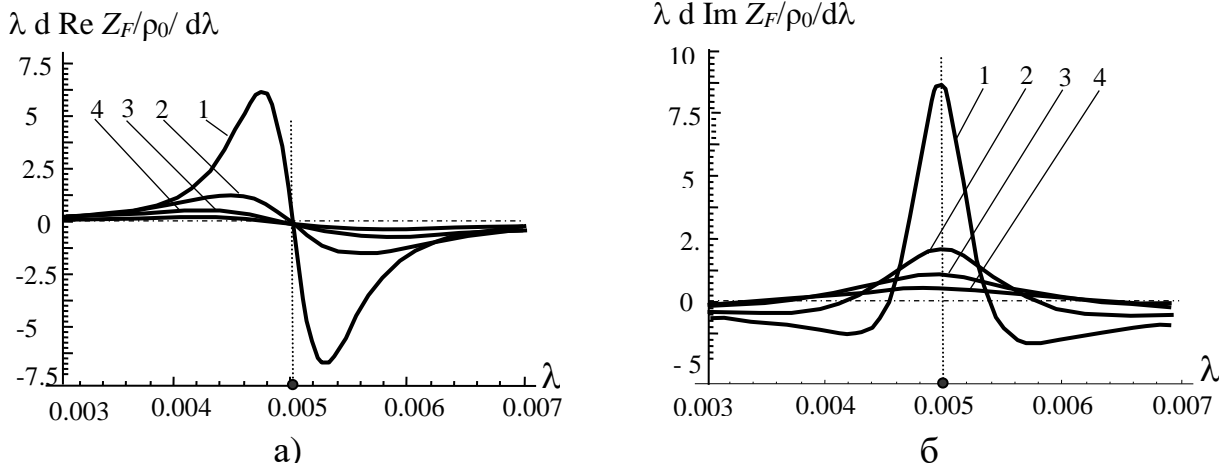


Рис. 5. Графики зависимостей $\lambda \cdot d \operatorname{Re} Z_F(\lambda) / d \lambda$ (а) и $\lambda \cdot d \operatorname{Im} Z_F(\lambda) / d \lambda$ (б) для $\mu_F = 1$, $\varepsilon_F = 16$ при $\sigma_F = 10$, $\Delta_F = 0.00125$ (1), $\sigma_F = 20$, $\Delta_F = 0.00127$ (2), $\sigma_F = 30$, $\Delta_F = 0.00131$ (3), $\sigma_F = 40$, $\Delta_F = 0.00136$ (4), ($\lambda_0 = 0.005$ м).

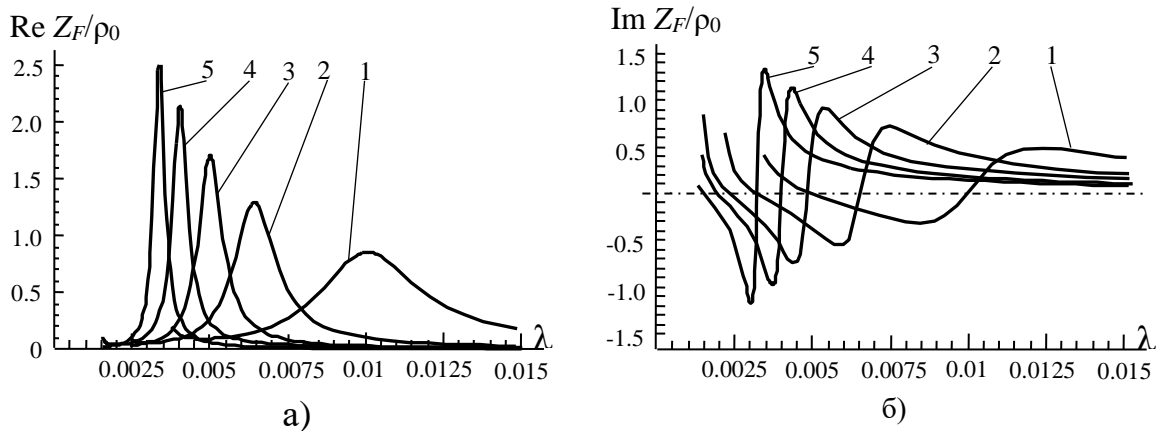


Рис. 6. Графики зависимостей $\operatorname{Re} Z_F(\lambda)$ (а) и $\operatorname{Im} Z_F(\lambda)$ (б) для $\mu_F = 1$, $\varepsilon_F = 16$, $\sigma_F = 10$ при $\Delta_F = 0.0025$, $\lambda_0 = 0.01$ м ($f_0 = 30$ ГГц) (1); $\Delta_F = 0.00165$, $\lambda_0 = 0.0067$ м ($f_0 = 45$ ГГц) (2); $\Delta_F = 0.00125$, $\lambda_0 = 0.005$ м ($f_0 = 60$ ГГц) (3); $\Delta_F = 0.001$, $\lambda_0 = 0.004$ м ($f_0 = 75$ ГГц) (4); $\Delta_F = 0.00084$, $\lambda_0 = 0.0033$ м ($f_0 = 90$ ГГц) (5).

Из (13) следует, что на резонансной длине волны λ_0 значения $|G(z, \lambda_0)|$ увеличиваются, когда $h(z, \lambda_0)$ достигает максимума, а функция $|q(\lambda_0)|$ стремится к минимальному значению. Согласно (14), функция $h(z, \lambda_0)$ стремится к $\max|h(z_0, \lambda_0)|$, когда $\partial h(z_0, \lambda_0) / \partial z = 0$.

Дифференцируя (14), получим выражения: $\tan(\theta_{w0} - \theta) = \rho_w / \max \operatorname{Re} Z_F(\lambda_0)$ и $\operatorname{Im} Z_F(\lambda_0) = 0$. Величина $\operatorname{Re} Z_F(\lambda_0) / \rho_0$ ограничена, поэтому при $\rho_w / \rho_0 \gg 1$ имеем

$\rho_w/\max \operatorname{Re} Z_F(\lambda_0) \gg 1$. В этом случае получим $\theta_{w0} - \theta \approx \pi/2$. Следовательно, $\max|h(z_0, \lambda_0)| = 2$.

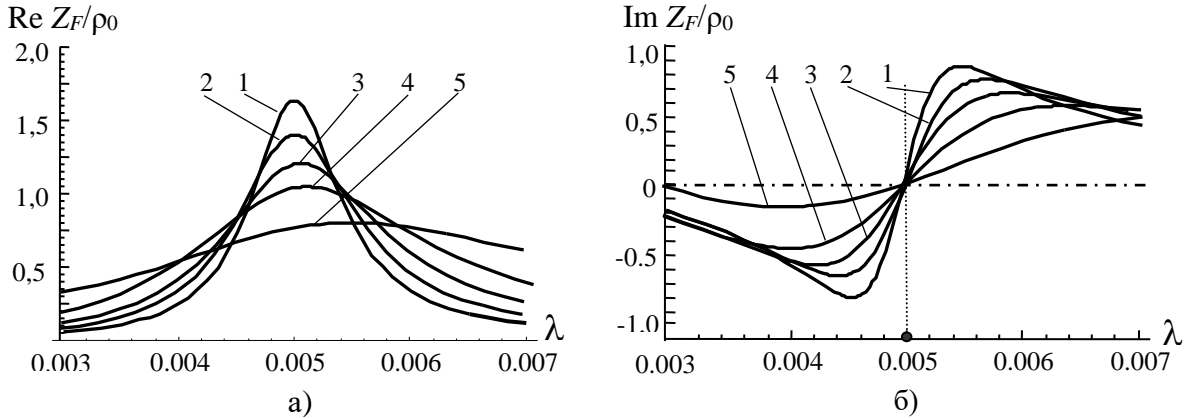


Рис. 7. Графики зависимостей $\operatorname{Re} Z_F(\lambda)$ (а) и $\operatorname{Im} Z_F(\lambda)$ (б) для $\mu_F = 1$, $\sigma_F = 10$ при
 $\varepsilon_F = 16$, $\Delta_F = 0.00125$ (1),
 $\varepsilon_F = 12$, $\Delta_F = 0.00126$ (2),
 $\varepsilon_F = 9$, $\Delta_F = 0.00127$ (3),
 $\varepsilon_F = 6.25$, $\Delta_F = 0.00129$ (4),
 $\varepsilon_F = 4$, $\Delta_F = 0.00131$ (5).

Из (15) имеем:

$$\operatorname{Re} q(\theta_w) = \left(1 + (\rho_l/\rho_w) \operatorname{Re} Z_F(\lambda)/\rho_w\right) \sin \theta_w + (\operatorname{Im} Z_F(\lambda)/\rho_w) \cos \theta_w. \quad (19)$$

$$\operatorname{Im} q(\theta_w) = (\operatorname{Im} Z_F(\lambda)/\rho_w) \sin \theta_w - (\rho_l/\rho_w + \operatorname{Re} Z_F(\lambda)/\rho_w) \cos \theta_w. \quad (20)$$

Из (19) и (20) следует, что $|q(\lambda_0)|$ стремится к минимальному значению, когда для λ_0 выполняются условия: $\operatorname{Im} Z_F(\lambda_0) = 0$, $\rho_w/\rho_l \gg 1$, $\theta_{w0} = \pi$ и величина $\operatorname{Re} Z_F(\lambda_0)/\rho_0$ ограничена.

В интервале длин волн $\delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ при $\delta\lambda/\lambda_0 \ll 1$ можно полагать:

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} Z_F(\lambda)/\rho_w &\approx -|\operatorname{Im} \lambda_0 d Z_F(\lambda_0)/\rho_0/d\lambda| \cdot \delta\lambda/\lambda_0, \\ \operatorname{Re} Z_F(\lambda)/\rho_w &\approx \operatorname{Re} Z_F(\lambda_0)/\rho_w, \quad \theta_w \approx \pi + \pi \cdot \delta\lambda/\lambda_0. \end{aligned} \quad (21)$$

Используя соотношения (21) в (19) и (20), имеем:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} q(\lambda) &\approx -\pi \left(1 + (\rho_l/\rho_w) \operatorname{Re}(Z_F(\lambda_0)/\rho_w)\right) (\delta\lambda/\lambda_0) + \\ &+ |\operatorname{Im} \lambda_0 d(Z_F(\lambda_0)/\rho_0)/d\lambda| \cdot (\delta\lambda/\lambda_0) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\operatorname{Im} q(\theta_w) \approx \rho_l/\rho_w + \operatorname{Re} Z_F(\lambda_0)/\rho_w. \quad (23)$$

При выполнении условий $\pi (1 + \rho_l/\rho_w) \operatorname{Re}(Z_F(\lambda_0)/\rho_w) (<, =, >) |\operatorname{Im}(\lambda_0 dZ_F(\lambda_0)/\rho_0)/d\lambda|$, из (23) следует, что $|G(\lambda)|$ имеет два максимума, а между ними –

минимум (знак <), либо имеет плоскую вершину (знак =) (см. (22)). Если же знак >, то $|G(\lambda)|$ имеет один максимум (см. (22)). Увеличение ρ_w приводит к увеличению максимального значения $|G(\lambda)|$. Графики $|G(\lambda)|$ на рис. 8 и 9 ($\lambda_0 = 0.005$ м) и на рис. 10 и 11 ($\lambda_0 = 0.01$ м) подтверждают данные выводы.

Рисунки 8 и 10 демонстрируют трансформацию характеристик функции $|G(\lambda)|$ от формы с двумя максимумами к форме с одним максимумом с переходом через плоскую вершину при увеличении проводимости σ_F слоя F .

На рис. 9 и 11 для характеристик с плоской вершиной наблюдается рост $\max |G(\lambda_0)|$ за счет увеличения ρ_w при согласованном уменьшении σ_F и выборе оптимальных величин Δ_w , но резонансная полоса $\Delta\lambda/\lambda_0$ уменьшается ($\Delta\lambda/\lambda_0$ соответствует $0.707 \max |G(\lambda_0)|$).

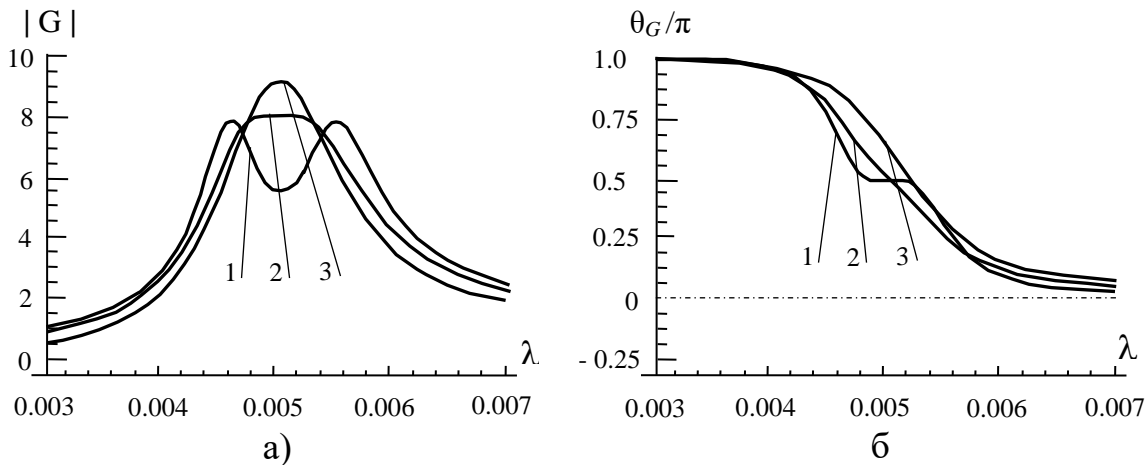


Рис. 8. Графики зависимости $|G|$ от λ и θ_G/π от λ для $\lambda_0 = 0.005$ м, $\Delta_F \approx 0.0027$, $\epsilon_F = 16$, $\mu_F = 1$, $\epsilon_w = 1$, $\mu_w = 25$, $\epsilon_l = 16$, $\mu_l = 1$ при
 $\sigma_F = 11$, $\Delta_w = 0.005$, $\Delta\lambda/\lambda = 0.308$ (1),
 $\sigma_F = 17.5$, $\Delta_w = 0.005$, $\Delta\lambda/\lambda = 0.246$ (2),
 $\sigma_F = 21$, $\Delta_w = 0.00505$, $\Delta\lambda/\lambda = 0.16$ (3).

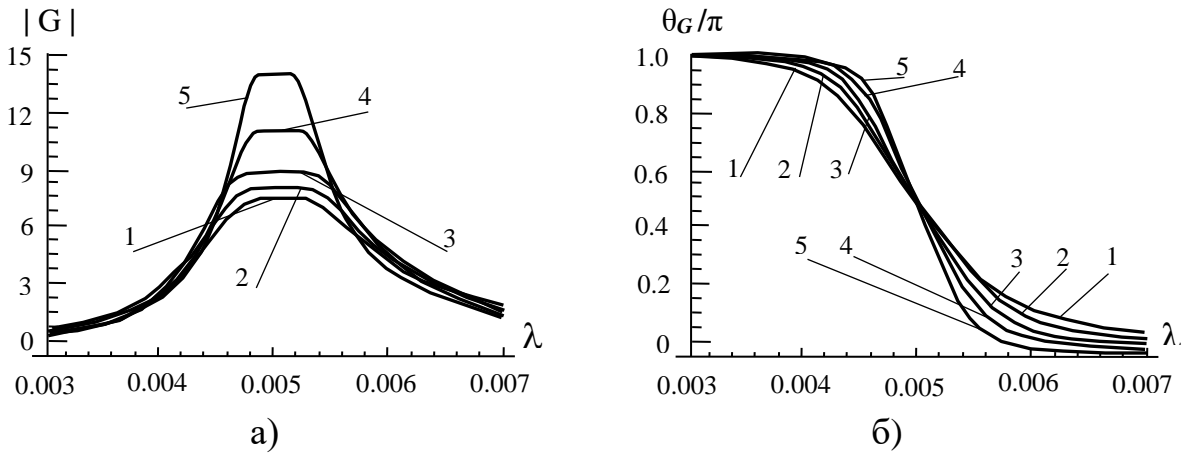


Рис. 9. Графики зависимости $|G|$ от λ и θ_G/π от λ для $\lambda_0 = 0.005$ м,
 $\Delta_F = 0.001255$, $\varepsilon_F = 16$, $\mu_F = 1$, $\varepsilon_w = 1$, $\varepsilon_l = 16$, $\mu_l = 1$ при
 $\sigma_F = 20$, $\Delta_w = 0.006$, $\mu_w = 17.15$, (1),
 $\sigma_F = 17.5$, $\Delta_w = 0.00497$, $\mu_w = 25$, (2),
 $\sigma_F = 15$, $\Delta_w = 0.00395$, $\mu_w = 39.7$, (3),
 $\sigma_F = 12.5$, $\Delta_w = 0.0028$, $\mu_w = 79.2$, (4),
 $\sigma_F = 10$, $\Delta_w = 0.0018$, $\mu_w = 193$ (5).

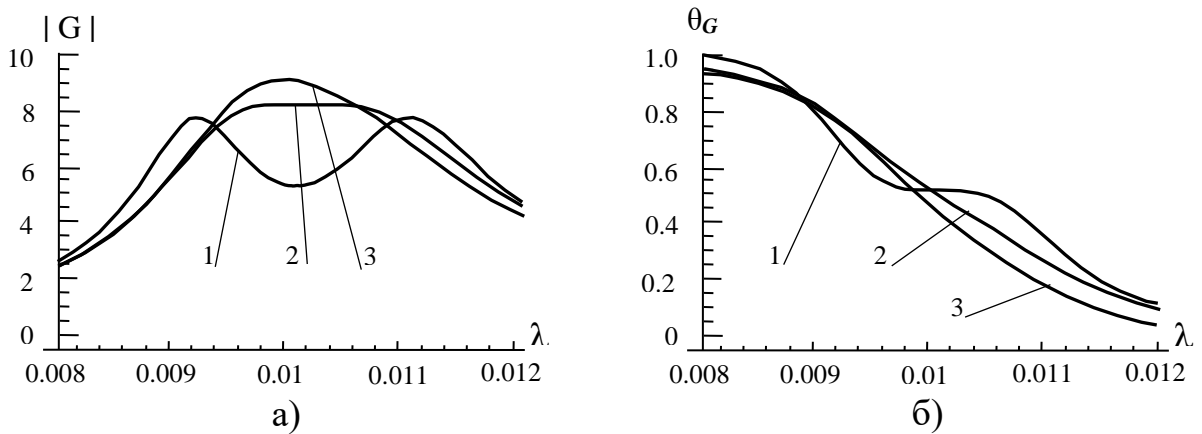


Рис. 10. Графики зависимости $|G|$ и θ_G/π от λ для $\lambda_0 = 0.01$ м, $\varepsilon_F = 16$, $\mu_F = 1$,
 $\varepsilon_w = 1$, $\mu_w = 25$, $\varepsilon_l = 16$, $\mu_l = 1$ при
 $\sigma_F = 5.5$, $\Delta_F = 0.00252$, $\Delta_w = 0.01$, $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.31$ (1),
 $\sigma_F = 8.7$, $\Delta_F = 0.00253$, $\Delta_w = 0.01$, $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.26$ (2),
 $\sigma_F = 21$, $\Delta_F = 0.00254$, $\Delta_w = 0.0025$, $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.22$ (3).

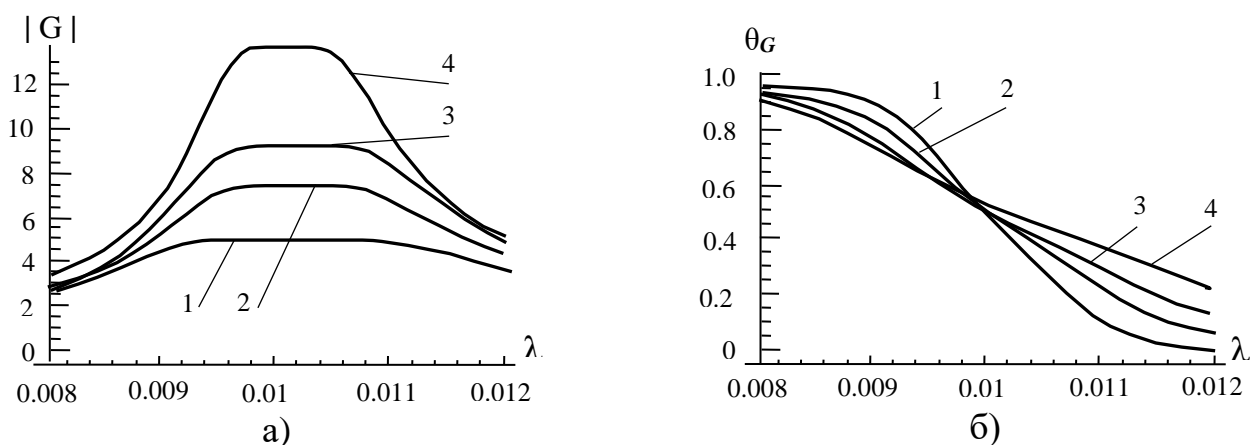


Рис. 11. Графики зависимостей $|G|$ и θ_G/π от λ для $\lambda_0 = 0.01$ м, $\epsilon_F = 16$, $\mu_F = 1$, $\epsilon_w = 1$, $\epsilon_l = 16$, $\mu_l = 1$ при

- $\sigma_F = 5.5$, $\Delta_F = 0.0025$, $\Delta_w = 0.0004$, $\mu_w = 130$, (1),
- $\sigma_F = 7.5$, $\Delta_F = 0.0025$, $\Delta_w = 0.00082$, $\mu_w = 38$, (2),
- $\sigma_F = 15$, $\Delta_F = 0.0025$, $\Delta_w = 0.00143$, $\mu_w = 12.5$, (3),
- $\sigma_F = 12.5$, $\Delta_F = 0.0026$, $\Delta_w = 0.0022$, $\mu_w = 5.25$, (4).

Заключение

- 1) В миллиметровом диапазоне длин волн амплитудные и фазовые характеристики характеристического сопротивления $Z_F(\lambda)$ системы из металлической пленки на поверхности слоя полупроводника имеют вид цепочки частотных интервалов с переходами от характеристик с положительной производной к характеристикам с отрицательной производной и наоборот.
- 2) Для фазовращателя с отрицательной фазочастотной характеристикой на резонансной длине волны λ_0 реальная часть и производная мнимой части $Z_F(\lambda)$ достигают максимума.
- 3) Применение фазовращателя в многослойном резонаторе Фабри-Перо позволяет расширить в 2-4 раза резонансную полосу длин волн $\Delta\lambda/\lambda_0$ и обеспечить увеличение усиления поля во внутреннем слое резонатора в 10-20 раз.
- 4) Увеличение проводимости полупроводникового слоя приводит к преобразованию амплитудно-частотной характеристики функции усиления поля $G(\lambda)$ от формы с двумя максимумами к форме с одним максимумом с переходом через плоскую вершину. При этом величина $\max|G(\lambda_0)|$ уменьшается, а $\Delta\lambda/\lambda_0$

увеличивается.

5) Для случая, когда амплитудно-частотная характеристика функции усиления поля $|G(\lambda)|$ имеет плоскую вершину, увеличение волнового сопротивления внутреннего слоя резонатора при соответствующем уменьшении проводимости полупроводника и оптимальных значениях длины внутреннего слоя резонатора приводит к увеличению $\max |G(\lambda_0)|$, но при этом уменьшается значение ширины резонансной полосы $\Delta\lambda/\lambda_0$.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Литература

1. Кулешов В. Н., Удалов Н. Н., Богучаев В. М. и др. Генерирование колебаний и формирование радиосигналов. – М.: МЭИ, 2008. – 416 с.
2. Клемпитт Л. Мощные электровакуумные приборы СВЧ. Пер. с англ. / Л. Клемпитт. – М.: Мир, 1974. – 134 с.
3. А. В. Ляшенко, В. П. Ерёмен, А. И. Тореев. Усилительные приборы типа О миллиметрового диапазона. // Прикладная физика, № 5, 2009, с. 119 – 132.
4. Канавец В. И. Нелинейные процессы в мощных многорезонаторных клистронах и оптимизация их параметров (в сборнике. III зимней школы-семинара инженеров. Кн. 7) / В. И. Канавец, В. М. Лопухин, А. Н. Сандалов. – Саратов: изд. Саратовского ун-та, 1974. – С. 243 - 245.
5. Канавец В. И. О получении высоких КПД в мощных широкополосных клистронах (в сборнике VI Всесоюзного семинара «Колебательные явления в потоках заряженных частиц»). / В. И. Канавец, А. Н. Сандалов, А. И. Слепков. – Л.: изд-во СЗПИ, 1978. – С. 6 - 9.

6. Востров М. С., Швец С. В. Широкополосные многолучевые клистроны 2-сантиметрового диапазона на двухззорных резонаторах. // Электроника и вакуумная техника: приборы и устройства, технология, материалы: Материалы научно-технической конференции молодых специалистов. – Саратов: изд-во Саратовского ун-та, 2004. – 208 с.
7. Каталог фирмы “Varian” Extended Interaction Klystron Selection Guide, 1986.
8. CPI Canada and the millimeter wave klystron (information site). Website: <http://www.cpii.com/cmp>
9. Брунов Б. Я., Теория электромагнитного поля / Б. Я. Брунов, Л. М. Гольденберг, И. Г. Кляцкин, Л. А. Цейтлин. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 512 с.
10. Дьяконов В. П. Математика 5.(5.1/5.2) / 6.0.7.0. Полное руководство / В. П. Дьяконов – М.: ДМК Пресс, 2010, - 624 с.

Для цитирования:

Захарченко М.Ю., Захарченко Ю.Ф. Изучение принципов построения широкополосной колебательной СВЧ системы на примере резонатора Фабри-Перо. // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.29>