



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

M. Yu. Zakharchenko, Yu. F. Zakharchenko, Optimization of electron - electromagnetic field interactions in the resonator interaction gap through extending the drift tube hole's diameter,
University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences, 2018, Issue 1, 164–174

<https://www.mathnet.ru/eng/ivpnz173>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.82

May 13, 2025, 06:15:35



ПОВЫШЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВЗАИМОДЕСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ЗАЗОРЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЗОНАТОРА ЗА СЧЕТ УВЕЛИЧЕНИЯ ДИАМЕТРА ОТВЕРСТИЯ ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА

Аннотация.

Актуальность и цели. В лампах бегущей волны на цепочке связанных резонаторов диапазона 30...120 ГГц высокие величины коэффициента усиления (КУ) и электронного коэффициента полезного действия (КПД) обеспечиваются при диаметре d отверстия пролетного канала (ПК) резонаторов, равном $0,75...1,5$ ширины Δ зазора взаимодействия (ЗВ). В диапазоне 200... 300 ГГц для реализации приемлемых КУ и КПД электронный пучок с плотностью тока до 500 А/см^2 и с потенциалом до 25 кВ необходимо пропускать через отверстия с $d < 0,2$ мм, чтобы сохранить оптимальное d/Δ . Однако в этом случае конструкция электронно-оптической системы очень сложна, а изготовление таких отверстий проблематично, потому что невозможно применить технологию сверления и трудно применить электроэрозионную технологию. Теоретически показано, что лампы бегущей волны на цепочке связанных резонаторов диапазона 200...300 ГГц будут иметь КПД $< 1 \%$. Поэтому при их разработке целесообразно стремиться к увеличению интенсивности взаимодействия (ИВ) электронов с высокочастотным полем в ЗВ, а не к увеличению КПД. В этом случае КУ и выходная высокочастотная мощность будут расти, так как ИВ происходит на периферийной части сечения пучка, увеличивающейся с ростом d/Δ . Цель исследований – теоретически рассмотреть основные закономерности роста ИВ электронов с высокочастотным полем в ЗВ за счет увеличения d/Δ .

Материалы и методы. Для анализа основных закономерностей поставленной задачи используется математический аппарат, где взаимодействие электронов и высокочастотного поля в ЗВ рассматривается в рамках линейного приближения, а электродинамическая часть задачи – в рамках квазиэлектростатического приближения. Рассматривается модель в виде зазора шириной Δ между плоскими границами проводящих полупространств, в которых расположены соосно два круглых ПК диаметром d . Полагается, что действующий в зазоре электрический высокочастотный потенциал V_Δ , изменяется в поперечном направлении по закону, соответствующему изменению в этом направлении компонент напряженности высокочастотного поля (КНП) в цилиндрическом резонаторе. Аналитическое описание распределения КНП в ЗВ проводится с помощью функциональных рядов, составленных из собственных решений уравнения Лапласа. Коэффициенты в рядах находятся из решения системы линейных уравнений, полученной в результате приравнивания продольных и поперечных КНП на общей цилиндрической границе диаметром d и последующего разложения получаемых выражений в ряды Фурье по тригонометрическим функциям. Для анализа ИВ в ЗВ применяются интегральные выражения для сгруппированного тока в пучке и для мощности его взаимодействия с высокочастотными полями.

Результаты. Рассчитано распределение КНП в пространстве ЗВ, которое использовано для расчета зависимости коэффициента ИВ ($K_{\text{инт}}$) от d/Δ .

Выводы. Показано, что $K_{\text{инт}}$ растет при увеличении d/Δ и имеет максимум при d/Δ , равных $4,25...4,75$. Эти величины $K_{\text{инт}}$ превышают в $3...5$ раз величи-

ну $K_{\text{инт}}$ для d/Δ , равных 0,75...1,5. Наибольшего значения максимальное значение $K_{\text{инт}}$ достигает при угле пролета электронов через ЗВ, равном $3\pi/8$. Значения d/Δ , равные 4,25...4,75, меньше, чем критический размер $d_{\text{кр}}/\Delta$ в ПК, при котором возникает электродинамическая связь между смежными резонаторами.

Ключевые слова: миллиметровые волны, лампа бегущей волны, цепочка связанных резонаторов, повышение интенсивности взаимодействия электронов с высокочастотным полем в зазоре взаимодействия.

M. Yu. Zakharchenko, Yu. F. Zakharchenko

OPTIMIZATION OF ELECTRON - ELECTROMAGNETIC FIELD INTERACTIONS IN THE RESONATOR INTERACTION GAP THROUGH EXTENDING THE DRIFT TUBE HOLE'S DIAMETER

Abstract.

Background. In a traveling wave tube (TWT), high-gain amplification processes and electron efficiency found along the chain of coupled resonators with the bandwidth about 30 ... 120 GHz, are obtained when the diameter d of the hole in the resonator drift tube equals 0,75 ... 1,5 from the Δ width of the interaction gap. Within the bandwidth of 200... 300 GHz, in order to provide the required amplification coefficient and electron efficiency and preserve the optimum value for d/Δ , the electron beam with the current density up to 500 A/cm² and the potential up to 25 kW must be induced in the hole with d no less than 0,2 mm. However, under these conditions the construction of the electron-optical system is most sophisticated, and designing holes for the resonator drift tube is highly problematic, since application of the welding and electroerosion technologies is hardly possible. Based on the theory, we showed that electron efficiency along the chain of coupled resonators of TWTs with 200 ... 300 GHz will be lower than 1%. Therefore, when designing TWTs it will be appropriate to achieve higher interaction intensity of electrons with high frequency fields within the interaction gap, rather than upgrade electron efficiency. In this case, the amplification coefficient and output high-frequency power will grow, since interaction activity occurs in the peripheral area of the beam cross-section, which grows together with the increase of d/Δ . The aim of the research is to consider the theory of the basic operating principles relating the increase in the interaction activity of electrons with high frequency fields within the interaction gap due to the increase of d/Δ .

Materials and methods. To analyze the basic principles we used the mathematical tools. Thus interaction of electrons and high-frequency fields in the interaction gap is considered in terms of linear approximation, while electrodynamic part of the problem was considered in terms of quasi-electro-static approximation. We investigated the model presented as a gap with the width Δ between the flat boundaries of conducting half-spaces, where the location of two circular drift tubes of d diameter is coaxial. It is assumed that the actual electric high frequency potential V_{Δ} operating in the gap, changes in the direction of cross section in line with the principle, which corresponds to the changes acting in the same direction of the component of high frequency field intensity in the cylindrical resonator. Analytic description of distribution of the field-intensity component within the interaction gap is conducted by means of functional series composed from solutions to the Laplace's equation. The coefficients in the series are found from solving a system of linear equations. The latter result from equating longitudinal and transverse components of the field intensity over the common cylindrical boundary of d diameter and further expansion of

the resulting expressions into Fourier series by trigonometric functions. To analyze interaction activity in the interaction gap, we used integral expressions for the bunched electron beam and capacity of its interaction with high frequency fields.

Results. The provided calculations refer distribution of the intensity-field component along the interaction gap spacing, which has been applied to estimate the dependence of the interaction intensity coefficient (K_{int}) from d/Δ .

Conclusions. It is shown that K_{int} grows as the d/Δ is increased, and is at the maximum when d/Δ equals 4,25...4,75. These variables for K_{int} exceed the value of K_{int} given for d/Δ and equal to 0,75...1,5, by 3 ... 5 times. The maximum variable of K_{int} reaches its top value when the angle of the electron transit through the interaction gap equals $3\pi/8$. The variables of d/Δ when equal to 4,25...4,75, are lower than the critical dimension $d_{\text{кр}}/\Delta$ in the drift tube, where we find the process of electrodynamic coupling between the adjacent resonators.

Key words: millimeter waves, traveling wave tube, a chain of coupled cavity resonators, growth in interaction activity of electrons and the high frequency field in the interaction gap.

Введение

Разработчики ламп бегущей волны (ЛБВ) на основе цепочки связанных резонаторов (ЦСР) при выборе конструкции и размеров функциональных элементов исходят из требований, обеспечивающих высокие значения коэффициента полезного действия (КПД) и коэффициента усиления (КУ). В сантиметровом и в длинноволновой части миллиметрового (мм) диапазонов волн одним из необходимых условий по обеспечению этих требований является выбор диаметра d отверстия пролетного канала (ПК) в стенках резонаторов в пределах 0,75...1,5 ширины Δ зазора взаимодействия (ЗВ) [1].

В приборах коротковолновой части мм-диапазона (190...300 ГГц) для реализации приемлемых величин КУ и КПД необходимо использовать электронный пучок с плотностью тока 250...500 А/см². Причем желательно, чтобы потенциал U_{e0} пучка был не более 25 кВ. Данный пучок должен пропускаться через отверстия ПК диаметром менее 0,2 мм со 100 % токопрохождением [2]. Использование отверстий с таким маленьким d обусловлено требованием сохранения оптимального значения d/Δ для обеспечения приемлемого КПД.

Но применение ЦСР с такими отверстиями ПК проблематично. Это обусловлено трудностями разработки электронно-оптической системы длиной 3...8 см, включающей электронную пушку с компрессией сечения пучка 50...80, один или два каскада ЦСР с числом резонаторов до 50 в каждом каскаде и компактную, но мощную магнитную фокусирующую систему. Изготовление подобной электронно-оптической системы сталкивается с серьезными технологическими трудностями. Прежде всего они возникают при изготовлении отверстий ПК, потому что при d меньше 0,2 мм невозможно применить технологию сверления и очень трудно применить электроэрозионную технологию [3].

В диапазоне 75...125 ГГц для увеличения d до 0,8...1,0 мм при сохранении оптимального d/Δ приходится увеличивать U_{e0} до 35...50 кВ, а это приводит к увеличению длины прибора в 1,5...2 раза [3, 4]. Как следствие, увеличивается масса и стоимость прибора. При этом требования к допускам на изготовление функциональных элементов остаются достаточно жесткими.

В настоящее время в коротковолновой части мм-диапазона нет законченных разработок ЛБВ на ЦСР. Но из результатов теоретического анализа выходных параметров следует, что КПД будет не выше 1 % [2]. Поэтому при их разработке имеет смысл ориентироваться на увеличение интенсивности взаимодействия (ИВ) электронов с высокочастотным (ВЧ) полем в ЗВ, а не на увеличение КПД. В этом случае КУ и выходная ВЧ мощность будут расти.

При увеличении d/Δ в ЗВ быстро уменьшается продольная составляющая напряженности электрического поля в радиальном направлении. Поэтому в этом же направлении будет уменьшаться величина модуляции электронов в пучке по скорости и по плотности. Однако интенсивное взаимодействие электронов с ВЧ-полем происходит на периферийной части площади сечения пучка, которая линейно увеличивается с ростом d/Δ [4, 5].

Отметим, что при малых КПД разброс скоростей электронов в пучке будет небольшим, так как амплитуда электрических полей в ЗВ небольшая. Поэтому можно реализовать высокий технический КПД прибора за счет использования коллектора-рекуператора. Такое техническое решение используется в ЛБВ на ЦСР диапазона 75...125 ГГц с КПД не более 10 % [4].

Цель исследований – теоретически рассмотреть основные закономерности роста ИВ в ВЧ-зазоре за счет увеличения d/Δ .

1. Математический аппарат для описания электрических полей

Строгое описание электромагнитного поля в резонаторе требует применения численных методов электродинамики, а описание взаимодействия ВЧ-поля и электронов с учетом нелинейных процессов в пучке требует применения численных методов вакуумной электроники [5, 6]. Эти методы трудоемки (особенно при совместном применении) как при разработке программных алгоритмов, так и при проведении вычислений. Поэтому для анализа основных закономерностей поставленной задачи используется математический аппарат, где группировка электронов описывается в линейном приближении, а электродинамическая часть задачи – в квазиэлектростатическом приближении.

В работе рассматривается модель в виде зазора шириной Δ между плоскими границами проводящих полупространств, в которых вдоль оси z расположены соосно два круглых канала диаметром d (рис. 1).

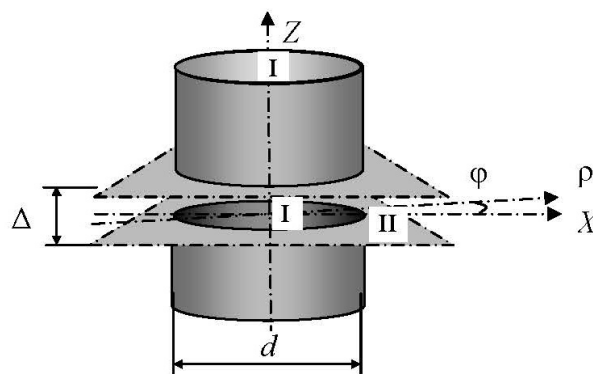


Рис. 1

Полагается, что в ЗВ действует потенциал V_{Δ} , изменяющийся в поперечном направлении по закону $\tilde{V}_{\Delta} \approx E_{\Delta 0} \cdot \Delta \cdot J_0(2\chi\rho/D) \cdot \exp(j\omega t)$, где $E_{\Delta 0}$ – напряженность ВЧ-поля в центре цилиндрического резонатора диаметром D при отсутствии ПК; $J_0(x)$ – функция Бесселя; ρ – поперечная координата в системе (ρ, φ, z) ; χ – величина, при которой $J_0(\chi) = 0$; ω – круговая частота ВЧ поля; t – время. Вводятся безразмерные величины: $V = \tilde{V}_{\Delta} \cdot Y$, $\zeta = z/\Delta$, $\eta = 2\rho/d$, $h = d/\Delta$.

Для задания V используются выражения в виде функциональных рядов, составленных из собственных решений уравнения Лапласа [7]. Расчетное пространство состоит из двух областей. Область I задается в виде: $-\zeta_0 \leq \zeta \leq \zeta_0$, $0 \leq \eta \leq 1$ при $1/2 \ll |\zeta_0|$, а область II – в виде: $-1/2 \leq \zeta \leq 1/2$, $1 \leq \eta < \infty$.

В области I функция $Y_I(\rho, z)$ представляется рядом, содержащим модифицированные функции Бесселя первого рода $I_n(x)$ [7]:

$$Y_I(\eta, \zeta) = A_0 \zeta + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{I_0(\pi h n \eta / 2 \zeta_0)}{I_0(\pi h n / 2 \zeta_0)} \sin(\pi n \zeta / \zeta_0). \quad (1)$$

Дифференцируя (1) по ζ и η , получим производные $\partial Y_I / \partial \zeta$ и $\partial Y_I / \partial \eta$ в виде

$$dY_I/d\zeta = A_0 + \frac{\pi}{\zeta_0} \sum_{n=1}^{\infty} A_n n \frac{I_0(\pi h n \eta / 2 \zeta_0)}{I_0(\pi h n / 2 \zeta_0)} \cos(\pi n \zeta / \zeta_0). \quad (2)$$

$$dY_I/d\eta = A_0 + \frac{\pi h}{2 \zeta_0} \sum_{n=1}^{\infty} A_n n \frac{I_1(\pi h n \eta / 2 \zeta_0)}{I_0(\pi h n / 2 \zeta_0)} \sin(\pi n \zeta / \zeta_0). \quad (3)$$

В области II функция $Y_{II}(\rho, z)$ представляется рядом, содержащим модифицированные функции Бесселя второго рода $K_n(x)$ [7]:

$$Y_{II}(\eta, \zeta) = -B_0 \zeta + \sum_{p=1}^{\infty} B_p \frac{K_0(\pi h p \eta)}{K_0(\pi h p)} \sin(2\pi p \zeta). \quad (4)$$

Дифференцируя (4) по ζ и η , получим производные $\partial Y_{II} / \partial \zeta$ и $\partial Y_{II} / \partial \eta$ в виде

$$\frac{dY_{II}}{d\zeta} = -B_0 + 2\pi \sum_{p=1}^{\infty} B_p p \frac{K_0(\pi h p \eta)}{K_0(\pi h p)} \cos(2\pi p \zeta); \quad (5)$$

$$\frac{dY_{II}}{d\eta} = -\pi h \sum_{p=1}^{\infty} B_p p \frac{K_1(\pi h p \eta)}{K_0(\pi h p)} \sin(2\pi p \zeta). \quad (6)$$

На общей границе $-1/2 \leq \zeta \leq 1/2$, $\eta = 1$, областей I и II должны выполняться условия: $\partial Y_I / \partial \zeta = \partial Y_{II} / \partial \zeta$ и $\partial Y_I / \partial \eta = \partial Y_{II} / \partial \eta$. На границах

$1/2 \leq \zeta \leq \zeta_0$, $\eta=1$, и $-\zeta_0 \leq \zeta \leq -1/2$, $\eta=1$, области I должно выполняться условие $\partial Y_I / \partial \zeta = 0$. При $\zeta = \pm 1/2$ должно выполняться условие $\partial Y_{II} / \partial \zeta = -1$, из которого следует $B_0 = -1$.

Приравнявая (2) и (5) при $\eta=1$, получим выражение

$$A_0 + \frac{\pi}{\zeta_0} \sum_{n=1}^N A_n n \cos(\pi n \zeta / \zeta_0) = \begin{cases} -1 + 2\pi \sum_{p=1}^P B_p p \cos(2\pi p \zeta) & \text{при } -\frac{1}{2} \leq \zeta \leq \frac{1}{2}, \\ 0 & \text{при } \frac{1}{2} \leq \zeta \leq \zeta_0, \\ 0 & \text{при } -\zeta_0 \leq \zeta \leq -\frac{1}{2}. \end{cases} \quad (7)$$

Приравнявая (3) и (6) при $\eta=1$, получим выражение

$$-\frac{1}{2\zeta_0} \sum_{n=1}^N A_n n \frac{I_1(\pi h n \eta / 2\zeta_0)}{I_0(\pi h n / 2\zeta_0)} \sin(\pi n \zeta / \zeta_0) = \sum_{p=1}^P B_p p \frac{K_1(\pi p h)}{K_0(\pi p h)} \sin(2\pi p \zeta). \quad (8)$$

В рядах в (7) и (8) функции при A_n и B_n являются непрерывными, однозначными и ограниченными. Поэтому (7) и (8) являются разложениями в ряды Фурье по соответствующим тригонометрическим функциям [8]. В силу этого правая и левая части (7) умножаются на $\cos(\pi n \zeta / \zeta_0)$, ($n=1, \dots, N$), и интегрируются по ζ в пределах $[-\zeta_0 \dots \zeta_0]$ с применением формулы (401.05) из [9]. Правая и левая части (9) умножаются на $\sin(2\pi p \zeta)$ ($p=1, \dots, P$) и интегрируются по ζ в пределах $[-1/2 \dots 1/2]$ с применением формулы (401.07) из [9]. В результате получим систему линейных уравнений относительно коэффициентов A_n и B_n

$$A_0 = -1/2\zeta_0; \quad (9)$$

$$A_n = \frac{\sin(\pi n / 2\zeta_0)}{\pi^2 n^2 / 2\zeta_0} + \frac{1}{\pi} \sum_{p=1}^P B_p \frac{p}{n} H_{p,n},$$

$$H_{p,n} = \begin{cases} (-1)^{p+1} \frac{n}{\zeta_0} \frac{\sin(\pi n / 2\zeta_0)}{p^2 - (n / 2\zeta_0)^2} & \text{при } 2p \neq n / \zeta_0, \\ \pi & \text{при } 2p = n / \zeta_0; \end{cases} \quad (10)$$

$$B_p = -\frac{K_0(\pi p h)}{K_1(\pi p h)} \sum_{k=1}^N A_k \frac{k}{2\zeta_0} \frac{I_1(\pi h k / 2\zeta_0)}{I_0(\pi h k / 2\zeta_0)} W_{p,k};$$

$$W_{p,k} = \begin{cases} (-1)^{p+1} \frac{2}{\pi} \frac{\sin(k/2\zeta_0)}{p^2 - (k/2\zeta_0)^2} & \text{при } 2p \neq k/\zeta_0, \\ 1/p & \text{при } 2p = k/\zeta_0. \end{cases} \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10) и изменяя порядок суммирования, получим неоднородную систему линейных уравнений относительно коэффициентов A_n :

$$\sum_{k=1}^N A_k a_{n,k} = c_n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (12)$$

где коэффициенты $a_{n,k}$ и c_n задаются выражениями

$$c_n = 1 / (\pi n) \sin(\pi n / 2\zeta_0) / (\pi n / 2\zeta_0). \quad (13)$$

$$a_{n,k} = \frac{1}{2\pi\zeta_0} \left[\frac{k}{n} \frac{I_1(\pi h k / 2\zeta_0)}{I_0(\pi h k / 2\zeta_0)} \sum_{p=1}^P p \frac{K_0(\pi p h)}{K_1(\pi p h)} H_{p,n} W_{p,k} \right] + \begin{cases} 1 & \text{при } n=k \\ 0 & \text{при } n \neq k \end{cases}. \quad (14)$$

2. Математическое описание взаимодействия электронного пучка с электрическими ВЧ-полем в рамках линейного приближения

Согласно [10] в электронном пучке в одномерном приближении плотность сгруппированного тока J_e запишется в интегральной форме в виде

$$J_e = j \frac{1}{2} \beta_e \frac{J_{e0}}{U_{e0}} \frac{U_{\Delta}}{\Delta} e^{-j\beta_e z} \int_0^z d\lambda \left(\psi_E(\rho, \lambda, \varphi) e^{j\beta_e \lambda} \frac{\sin((\omega_q / \omega) \beta_e (z - \lambda))}{(\omega_q / \omega) \beta_e} \right). \quad (15)$$

Здесь J_{e0} – постоянная плотность тока по сечению пучка; $\psi_E(\rho, \lambda, \varphi)$ – функция распределения продольной напряженности E_z электрического поля в пределах сечения пучка; ω_q – редуцированная плазменная частота пучка; ω – частота ВЧ-сигнала; $\beta_e = \omega / v_e$; v_e – скорость электронов при напряжении пучка U_{e0} .

Согласно [5] величина энергии взаимодействия P_e электронного пучка с электрическим ВЧ-полем в ЗВ запишется в виде

$$P_{e\Delta} = \frac{U_{\Delta}}{\Delta} \int_0^{2\pi} d\varphi \left[\int_0^{k_e d/2} d\rho \rho \left\{ \int_{-L_{\Delta}/2}^{L_{\Delta}/2} dz \psi_E(\rho, z, \varphi) J_e^*(\rho, z, \varphi) \right\} \right], \quad (16)$$

где k_e – коэффициент заполнения ПК электронным пучком; J_e^* – обозначение комплексно-сопряженной величины J_e ; L_{Δ} – длина области I вдоль оси z .

В (15) и (16) полагается, что квазистатическое напряжение U_{Δ} , действующее за пределами ЗВ, приближенно соответствует распределению ВЧ поля в цилиндрическом резонаторе диаметром D и высотой Δ . Имеем

$$U_{\Delta} = \tilde{U}_{\Delta 0} J_0(\chi d / D), \quad (17)$$

где $J_0(\chi d / D)$ – функция Бесселя; $\chi \approx 2,405$ – величина, при которой $J_0(\chi) = 0$.

Подставляя (16) в (17) и вводя $\theta_{\Delta} = \beta_e \Delta$ – пролетный угол электронов в ЗВ, получим выражение для мощности $P_{e\Delta}$, характеризующей интенсивность взаимодействия электронов с ВЧ-полем в ЗВ. Имеем:

$$P_{e\Delta} = \left\{ (\pi / 16) (J_{e0} \Delta^2) U_{e0} (U_{\Delta 0} / U_{e0})^2 \right\} \cdot K_{\text{инт}}, \quad (18)$$

где $K_{\text{инт}}$ – коэффициент интенсивности взаимодействия, задаваемый в виде

$$K_{\text{инт}} = j 2 h^2 \theta_{\Delta} \int_0^{k_e} d\eta \eta \left[\int_{-\zeta_{\Delta}}^{\zeta_{\Delta}} d\zeta \left\{ \psi_E(\eta, \zeta) e^{j\theta_{\Delta} \zeta} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \int_{-\zeta_{\Delta}}^{\zeta} d\xi \left(\psi_E(\eta, \zeta) e^{-j\theta_{\Delta} \xi} \frac{\sin((\omega_q / \omega) \theta_{\Delta} (\zeta - \xi))}{(\omega_q / \omega) \theta_{\Delta}} \right) \right\} \right]. \quad (19)$$

3. Результаты расчета

Расчеты по (2), (3), (5), (6), (9), (12)–(14), (19), (20) проводились с помощью вычислительной системы Mathematica 7.0 фирмы Wolfram Research Inc. с точностью до четырех верных знаков после запятой [11]. При расчетах полагалось: $N_{\zeta 0} = 25$; $N = P = 250$; $\Delta / D = 0,1$; $d / \Delta = 0,1$; $\omega_q / \omega = 0,01$. Величина θ_{Δ} изменялась в пределах $\pi / 8 \dots 3\pi / 4$. Величина d / D изменялась в пределах $0,05 \dots 0,65$.

Графики на рис. 2. демонстрируют в области I характерные особенности распределения компонент напряженности ВЧ электрического поля от ζ при η , равных: 1,0 (1); 0,75 (2); 0,5 (3); 0,25 (4); 0 (5), – для $d/\Delta = 1,5$ (рис. 2, а, б) и $d/\Delta = 4,5$ (рис. 2, в, г). На рис. 2, а и рис. 2, в даны зависимости $-\partial Y_I / \partial \zeta$ от ζ . На рис. 2, б и рис. 2, г даны зависимости $-\partial Y_I / \partial \eta$ от ζ . Видно, что разработанный математический аппарат позволяет описывать распределение $\partial Y_I / \partial \zeta$ и $\partial Y_I / \partial \eta$ от ζ и η в полном соответствии с теорией электрофизики.

Результаты расчета, демонстрирующие основные закономерности зависимости $|K_{\text{инт}}| / |K_{\text{инт}(0)}|$ от d/D , даны на рис. 3, где $|K_{\text{инт}(0)}| = 0,178$ для $d/D = 0,125$; $k_e = 0,75$; $\theta_{\Delta} = 3\pi/8$. На рис. 3, а приведены зависимости $|K_{\text{инт}}| / |K_{\text{инт}(0)}|$ от d/D для $k_e = 0,75$ при $\theta_{\Delta} = \pi/8$ (1), $\theta_{\Delta} = \pi/4$ (2), $\theta_{\Delta} = 3\pi/8$ (3), $\theta_{\Delta} = \pi/2$ (4), $\theta_{\Delta} = 5\pi/8$ (5), $\theta_{\Delta} = 3\pi/4$ (6). На рис. 3, б приведены зависимости $|K_{\text{инт}}| / |K_{\text{инт}(0)}|$ от d/D для $\theta_{\Delta} = 3\pi/8$ при $k_e = 0,3$ (1), $k_e = 0,4$ (2), $k_e = 0,5$ (3), $k_e = 0,6$ (4), $k_e = 0,7$ (5). Отметим, что при $d/D < 1$ отсутствует электромагнитная связь

между смежными резонаторами через волну типа E_{01} , так как критический размер $d_{кр}$ отверстия в ПК равен D [12].

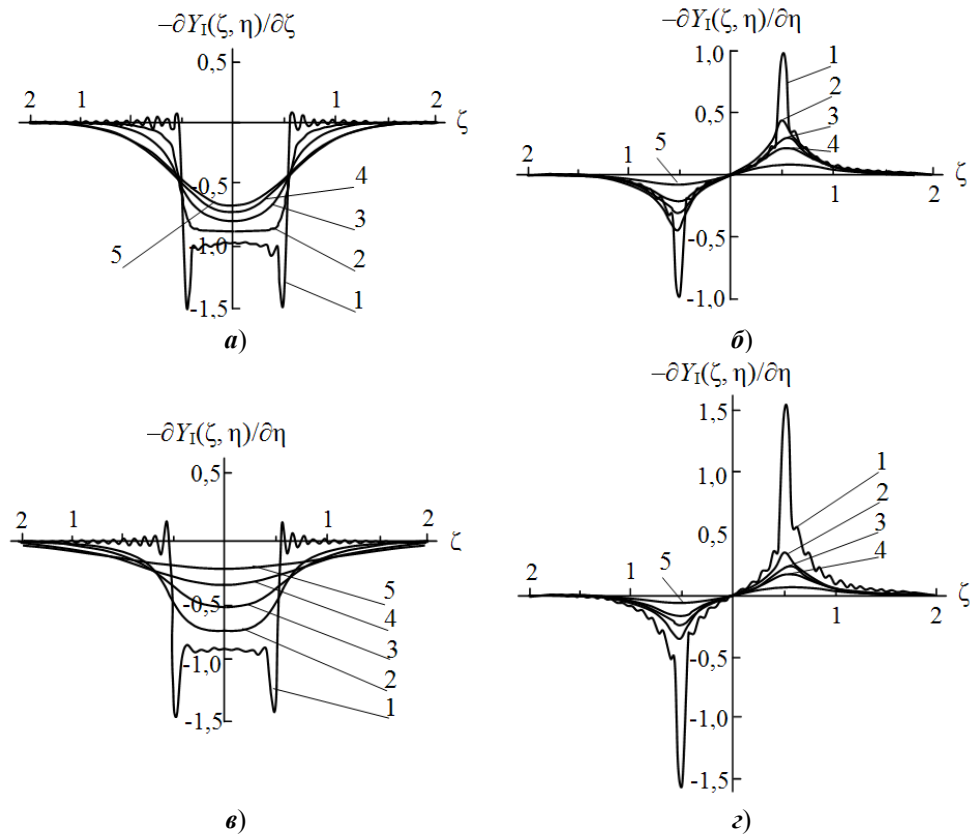


Рис. 2

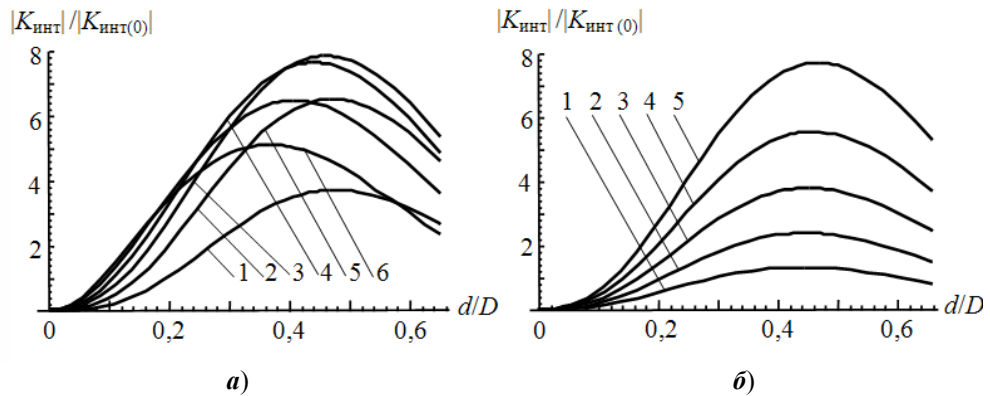


Рис. 3

Заключение

Показано, что $K_{инт}$ растет при увеличении d/Δ и имеет максимум при $d/\Delta = 4,25 \dots 4,75$. Эта величина $K_{инт}$ превышает в $3 \dots 5$ раз величину $K_{инт}$ для

$d/\Delta = 0,75 \dots 1,5$. Наибольшего значения максимальный $K_{\text{инт}}$ достигает при угле θ_{Δ} пролета электронов через ЗВ, равном $3\pi/8$.

Показано, что величина $K_{\text{инт}}$ зависит от $k_{\text{с}}$ и, например, уменьшается с 8 до 4 раза при уменьшении $k_{\text{с}}$ с 0,7 до 0,5. Изменение $k_{\text{с}}$ мало влияет на положение максимумов зависимости $K_{\text{инт}}$ от d/Δ , лежащих в интервале 4,25...4,75.

Рассматриваемые значения d/Δ меньше, чем размер $d_{\text{кр}}/\Delta$, при котором возникает электродинамическая связь между смежными резонаторами через волну типа E_{01} . В данном случае $d_{\text{кр}}$ равно D .

Библиографический список

1. **Davis, J. A.** New developments in gridded coupled cavity millimeter-wave TWTs / J. A. Davis, J. P. Vaszari // *International Electron Devices Meeting (1982, December 13–15)*. – San-Francisco, California, 1982. – P. 22–26.
2. **Викулов, И.** Американская программа по СВЧ вакуумной электронике HiFiVE / И. Викулов, Н. Кичаева // *ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес*. – 2008. – № 5. – С. 70–74.
3. **Acker, A. E.** New techniques vitalize mm-wave CCTWT development and producibility / A. E. Acker // *MSN*. – 1986. – Vol. 16, № 13. – P. 68–79.
4. **Ляшенко, А. В.** Усилительные приборы типа О миллиметрового диапазона / А. В. Ляшенко, В. П. Еремен, А.И. Тореев // *Прикладная физика*. – 2009. – № 5. – С. 119–132.
5. **Канавец, В. И.** Нелинейные процессы в мощных многорезонаторных клистронах и оптимизация их параметров (третья зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 7 / В. И. Канавец, В. М. Лопухин, А. Н. Сандалов. – Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1974. – 243 с.
6. **Булгакова, Л. В.** Лекции по электронике СВЧ приборов типа О (дискретный подход к описанию взаимодействия электронного потока с ВЧ электромагнитными полями) / Л. В. Булгакова, Д. И. Трубецков, В. Л. Фишер, В.Н. Шевчик. – Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1974. – 221 с.
7. **Корн, Г. А.** Справочник по математике для научных работников и инженеров (определения, теоремы, формулы) / Г. А. Корн : под ред. И. Г. Арамовича. – М. : Наука, 1974. – 832 с.
8. **Толстов, Г. П.** Ряды Фурье / Г. П. Толстов. – М. : Наука, 1980. – 384 с.
9. **Двайт, Г.** Таблицы интегралов и другие математические формулы / Г. Двайт. – М. : ИЛ, 1969. – 228 с.
10. *Электроника ламп с обратной волной* / под ред. В. Н. Шевчика и Д. И. Трубецкова : Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1975. – 195 с.
11. **Дьяконов, В. П.** Математика 4.1/4.2/5.0 в математических и научно-технических расчетах / В. П. Дьяконов. – М. : СОЛОН-Пресс, 2004. – 696 с.
12. **Брунов, Б. Я.** Теория электромагнитного поля / Б. Я. Брунов, Л. М. Гольденберг, И. Г. Кляцкин и др. ; под ред. И. Г. Кляцкина. – М. ; Л. : Госэнергоиздат, 1962. – 512 с.

References

1. Davis J. A., Vaszari J. P. *International Electron Devices Meeting (1982, December 13–15)*. San-Francisco, California, 1982, pp. 22–26.
2. Vikulov I., Kichaeva N. *ELEKTRONIKA: Nauka, Tekhnologiya, Biznes* [ELECTRONICS: Science, Technology, Business]. 2008, no. 5, pp. 70–74.
3. Acker A. E. *MSN*. 1986, vol. 16, no. 13, pp. 68–79.
4. Lyashenko A. V., Eremen V. P., Toreev A. I. *Prikladnaya fizika* [Applied physics]. 2009, no. 5, pp. 119–132.

5. Kanavets V. I., Lopukhin V. M., Sandalov A. N. *Nelineynye protsessy v moshchnykh mnogorezonatornykh klistronakh i optimizatsiya ikh parametrov (tret'ya zimnyaya shkola-seminar inzhenerov). Kn. 7* [Non-linear processes in powerful multiresonator klystrons and optimization of their parameters (III Winter school-seminar for engineers). Book 7]. Saratov: Izd-vo Sarat. un-ta, 1974, 243 p.
6. Bulgakova L. V., Trubetskov D. I., Fisher V. L., Shevchik V. N. *Leksii po elektronike SVCh priborov tipa O (diskretnyy podkhod k opisaniyu vzaimodeystviya elektronnoho potoka s VCh elektromagnitnymi polyami)* [Lectures on electronics of O-type VHF devices (the discrete approach to describing the interaction of the electron flow with HF electromagnetic fields)]. Saratov: Izd-vo Sarat. un-ta, 1974, 221 p.
7. Korn G. A. *Spravochnik po matematike dlya nauchnykh rabotnikov i inzhenerov (opredeleniya, teoremy, formuly)* [Mathematics reference book for scientists and engineers (definitions, theorems, formulas)]. Moscow: Nauka, 1974, 832 p.
8. Tolstov G. P. *Ryady Fur'e* [Fourier series]. Moscow: Nauka, 1980, 384 p.
9. Dvayt G. *Tablitsy integralov i drugie matematicheskie formuly* [Integral tables and other mathematical formulas]. Moscow: IL, 1969, 228 p.
10. *Elektronika lamp s obratnoy volnoy* [Electronics of lamps with inverse wave]. Eds. V. N. Shevchik, D. I. Trubetskov. Saratov: Izd-vo Sarat. un-ta, 1975, 195 p.
11. D'yakonov V. P. *Matematika 4.1/4.2/5.0 v matematicheskikh i nauchno-tekhnicheskikh raschetakh* [Mathematics 4.1/4.2/5.0 in mathematical and technical calculations]. Moscow: SOLON-Press, 2004, 696 p.
12. Brunov B. Ya., Gol'denberg L. M., Klyatskin I. G. et al. *Teoriya elektromagnitnogo polya* [The electromagnetic field theory]. Moscow; Leningrad: Gosenergoizdat, 1962, 512 p.

Захарченко Михаил Юрьевич

кандидат технических наук, доцент,
кафедра автоматизации, управления,
мехатроники, Саратовский
государственный технический университет
имени Ю. А. Гагарина (Россия,
г. Саратов, ул. Политехническая, 77)

E-mail: atp@sstu.ru

Zakharchenko Mikhail Yur'evich

Candidate of engineering sciences, associate
professor, sub-department of automation,
control, mechatronics, Yuri Gagarin
State Technical University of Saratov
(77 Politechnicheskaya street,
Saratov, Russia)

Захарченко Юрий Федорович

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник,
Саратовское отделение Института
радиотехники и электроники РАН
(Россия, г. Саратов, ул. Зеленая, 38)

E-mail: atp@sstu.ru

Zakharchenko Yuriy Fedorovich

Candidate of physical and mathematical
sciences, senior staff scientist, Saratov
branch of the Institute of Radio
Engineering and Electronics of RAS
(38 Zelenaya street, Saratov, Russia)

УДК 621.385.6. / 517

Захарченко, М. Ю.

Повышение интенсивности взаимодействия электронов с электромагнитным полем в зазоре взаимодействия резонатора за счет увеличения диаметра отверстия пролетного канала / М. Ю. Захарченко, Ю. Ф. Захарченко // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2018. – № 1 (45). – С. 164–174. – DOI 10.21685/2072-3040-2018-1-11.