

01; 09; 10

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРУБЧАТОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДОМ

I. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

Н. И. Карбушев, А. С. Шлапаковский

Методами теории возбуждения волноводов исследуется взаимодействие замагниченного трубчатого электронного пучка с электромагнитными волнами волновода с диэлектрической втулкой. Найдено характеристическое уравнение, в котором в явном виде выделены коэффициенты депрессии и связи пучка с синхронной волной. Исследованы зависимости коэффициентов депрессии и связи от параметров пучка и волновода и найдена граница по току между режимами малого и большого пространственных зарядов. Определены коэффициенты усиления синхронной волны пучком и стартовые условия генерации колебаний в рассматриваемой системе конечной длины.

В последние годы заметное развитие получили исследования вынужденного черенковского излучения СВЧ диапазона релятивистскими электронными пучками, распространяющимися в электродинамических системах с диэлектриком. В ряде экспериментов [1-3] была достигнута относительно высокая эффективность преобразования кинетической энергии пучка в электромагнитное излучение. Простота изготовления наряду с небольшим требуемым замедлением волны в случае релятивистских пучков обуславливают перспективность использования диэлектрических волноводов для создания мощных СВЧ генераторов.

Линейная теория черенковского взаимодействия электронных пучков с электромагнитными волнами в диэлектрических волноводах рассматривалась во многих работах. Однако авторы большинства работ ограничивались нахождением инкрементов в предположении бесконечной длины волновода и пучка [4-7]. Нередко использовалась идеализированная модель волновода, полностью заполненного диэлектриком [4, 8]. Кроме того, при анализе дисперсионного уравнения не учитывался пространственный заряд пучка, что возможно лишь при сильной связи с волноводной модой. Учет пространственного заряда в работе [9] проведен в условиях, представляющих небольшой практический интерес, а полученное в ней выражение для коэффициента депрессии трубчатого пучка, не зависящее от его радиуса, является неверным. В работе [10] рассматривалась система конечной длины для случая сплошного пучка при малом пространственном заряде. Таким образом, имеющиеся теоретические результаты позволяют проводить лишь качественное сравнение с экспериментом, что существенно снижает практическую ценность теории.

В настоящей работе построена линейная теория, описывающая взаимодействие моноэнергетичного электронного пучка с диэлектрическим волноводом в модели, близкой к реальной. Предполагается, что тонкостенный трубчатый электронный пучок радиуса r_b с полным равновесным током I в присутствии сильного внешнего магнитного поля распространяется в круглом металлическом волноводе радиуса R с диэлектрической втулкой, имеющей внутренний радиус r_0 ($r_b < r_0 < R$) и внешний, совпадающий с радиусом волновода R .

Взаимодействие происходит в области с конечной длиной $0 \leq z \leq L$, причём на конце волновода $z=0$ электронный пучок инжектируется без предварительной модуляции, а электромагнитная волна на концах волновода $z=0, L$ отражается с некоторыми известными коэффициентами отражения ρ_1, ρ_2 . Найдено характеристическое уравнение для азимутально-симметричных возмущений, в котором в явном виде выделены коэффициенты депрессии и связи пучка с синхронной волной. Определён стартовый ток генерации колебаний в рассматриваемой системе.

Электромагнитное поле азимутально-симметричной волны

Предполагая, что движение электронов одномерно и все возмущённые величины пропорциональны $\exp(-i\omega t + ikz)$, где ω — частота, k — продольное волновое число. Из уравнений Максвелла находим, что продольная составляющая электрического поля $E_z(r)$ подчиняется уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dE_z}{dr} - x^2 E_z &= i \frac{4\pi}{\omega} x^2 j_b, \quad r < r_0, \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dE_z}{dr} + k_1^2 E_z &= 0, \quad r > r_0. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $x^2 = k^2 - \omega^2/c^2$, $k_1^2 = \varepsilon\omega^2/c^2 - k^2$, ε — диэлектрическая проницаемость материала втулки, c — скорость света, ρ — плотность возмущённого тока j_b равна

$$j_b = \frac{i\omega e I}{\pi \gamma^3 m u} \frac{\delta(r^2 - r_b^2)}{(\omega - ku)^2} E_z(r_b), \quad (1.2)$$

где e и m — заряд и масса электрона, $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор, u — скорость электронов пучка.

Поперечные составляющие электрического и магнитного полей выражаются через $E_z(r)$ с помощью формул

$$\begin{aligned} E_r &= ik \frac{dE_z}{dr} \begin{cases} -x^{-2}, & r < r_0, \\ k_1^{-2}, & r > r_0, \end{cases} \\ B_\theta &= \frac{\omega}{kc} E_r \begin{cases} 1, & r < r_0, \\ \varepsilon, & r > r_0. \end{cases} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Справедливы граничные условия (символ $\{ \}$ обозначает скачок величины)

$$\begin{aligned} E_z|_{r=R} = 0, \quad |E_z|_{r=0} < \infty, \quad \{E_z\}_{r=r_0} = 0, \quad \left\{ \varepsilon \frac{dE_z}{dr} \right\}_{r=r_0} = 0, \\ \{E_z\}_{r=r_b} = 0, \quad \left\{ r \frac{dE_z}{dr} \right\}_{r=r_b} = i \frac{4\pi}{\omega} x^2 \int_{r_b-0}^{r_b+0} j_b r dr. \end{aligned} \quad (1.4)$$

В отсутствие пучка ($j_b = 0$) решение системы однородных уравнений (1.1) представляется в виде

$$E_z^0(r) = E_0 \begin{cases} I_0(x_0 r) F_0(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r_0), & r < r_0, \\ I_0(x_0 r_0) F_0(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r), & r > r_0, \end{cases} \quad (1.5)$$

где $F_0(x, y) = j_0(x) Y_0(y) - j_0(y) Y_0(x)$; j_0, Y_0, I_0 — функции Бесселя нулевого порядка; E_0 — некоторая константа. В выражениях x_0 и $k_{\perp 0}$ значение волнового вектора $k_0(\omega) > 0$ определяется из дисперсионного уравнения [11]

$$D(\omega, k_0(\omega)) = \frac{\varepsilon}{k_{\perp 0}} \frac{F_1(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r_0)}{F_0(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r_0)} - \frac{1}{x_0} \frac{I_1(x_0 r_0)}{I_0(x_0 r_0)} = 0, \quad (1.6)$$

в котором $F_1(x, y) = -dF_0(x, y)/dy = j_0(x) Y_1(y) - j_1(y) Y_0(x)$; j_1, Y_1, I_1 — функции Бесселя первого порядка.

Норма волны равна

$$N = -c \int_0^R r dr \operatorname{Re} (E_r^0 B_0^{0*}) = \frac{\omega}{2} k_0(\omega) r_0^4 N_1 |E_0|^2, \quad (1.7)$$

где

$$N_1 = \frac{4\epsilon I_0^2(x_0 r_0)}{\pi^2 k_{\perp 0}^4 r_0^4} + \frac{\epsilon - 1}{x_0^2 r_0^2} F_0(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r_0) \left[\frac{I_1^2(x_0 r_0)}{\epsilon} - \frac{k_0^2}{k_{\perp 0}^2} I_0^2(x_0 r_0) + \frac{2\omega^2 I_0(x_0 r_0)}{c^2 k_{\perp 0}^2 x_0 r_0} I_1(x_0 r_0) \right]. \quad (1.8)$$

Характеристическое уравнение для диэлектрического волновода с пучком

При наличии электронного пучка решение системы уравнений (1.1) с учетом граничных условий (1.4) записывается следующим образом:

$$E_z(r) = E \begin{cases} -x^2 r_0 I_0(xr) \mathcal{F}_0(xr_0, xr_b) \Phi(r_b), & r < r_b, \\ -x^2 r_0 I_0(xr_b) \mathcal{F}_0(xr_0, xr) \Phi(r), & r_b < r < r_0, \\ I_0(xr_b) \frac{F_0(k_{\perp} R, k_{\perp} r)}{F_0(k_{\perp} R, k_{\perp} r_0)}, & r > r_0, \end{cases} \quad (2.1)$$

где

$$\Phi(r) = \frac{\epsilon}{k_{\perp}} \frac{F_1(k_{\perp} R, k_{\perp} r_0)}{F_0(k_{\perp} R, k_{\perp} r_0)} - \frac{\mathcal{F}_1(xr, xr_0)}{x \mathcal{F}_0(xr_0, xr)},$$

$\mathcal{F}_0(x, y) = I_0(x) K_0(y) - I_0(y) K_0(x)$; $\mathcal{F}_1(x, y) = -(d\mathcal{F}_0(x, y)/dy) = I_0(x) K_1(y) + I_1(y) K_0(x)$; K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка.

Коэффициент E в (2.1) выражается через возмущенную плотность тока пучка с помощью формулы

$$E = \frac{4\pi i}{\omega r_0 I_0(xr_0) D(\omega, k)} \int_{r_b-0}^{r_b+0} j_b r dr, \quad (2.2)$$

в которой функция $D(\omega, k)$ определена в соответствии с (1.6), но $k \neq k_0(\omega)$. Подстановка (2.1) с учетом (2.2) в соотношение (1.2) и последующее его интегрирование по радиусу приводят к дисперсионному уравнению [9]

$$(\omega - ku)^2 D(\omega, k) = \frac{\Omega_b^2 x^2}{2x_0^2} \frac{I_0(xr_b)}{I_0(xr_0)} \mathcal{F}_0(xr_0, xr_b) \Phi(r_b), \quad (2.3)$$

где $\Omega_b^2 = 4eI_0 x_0^2 / \gamma^3 m u$.

В имеющихся теоретических работах при исследовании уравнения типа (2.3) в его правой части обычно полагается $k = k_0(\omega)$, а левая часть разлагается по степеням малой величины $k - k_0(\omega)$. Такой способ пригоден лишь в приближении малого пространственного заряда, когда связь пучка с волной сильная. Для нахождения инкрементов в общем случае необходимо решать уравнение (2.3) точно с помощью численных методов [12], что требует проведения счета для каждого конкретного случая отдельно. Однако, воспользовавшись известной методикой разделения общего электрического поля (2.1) на синхронную часть и поле пространственного заряда [13], уравнение (2.3) можно привести к детально изученному виду

$$[k - k_0(\omega)] [(\omega - ku)^2 - \Omega_b^2 \Gamma] = -\alpha^3 \frac{\omega \Omega_b^2}{u}, \quad (2.4)$$

причем в широком диапазоне изменения параметров коэффициенты депрессии Γ и связи α^3 можно считать слабо зависящими от волнового вектора k и частоты ω .

Величина продольной составляющей электрического поля пространственного заряда на том же радиусе равна разности полного (2.1) и синхронного (2.5) полей, т. е.

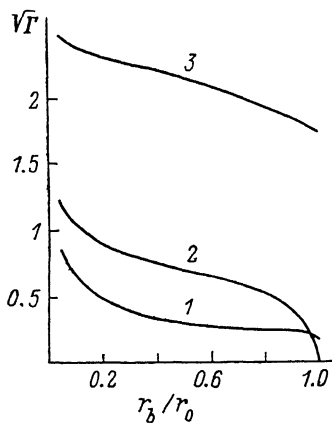
$$E_z^{\text{сип}}(r_b) = \frac{2\pi}{i(k - k_0)} \frac{E_z^0(r_b)}{N} \int_0^{r_b} j_b(r) E_z^{0*}(r) r dr =$$

$$= \frac{4\pi i}{k - k_0} \frac{I_0^2(x_0 r_b)}{\omega k_0 r_0^2 N_1} F_0^2(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r_0) \int_{r_b=0}^{r_b=r_b} j_b r dr. \quad (2.5)$$

Тогда продольная составляющая электрического поля пространственного заряда на том же радиусе равна разности полного (2.1) и синхронного (2.5) полей, т. е.

$$E_z(r_b) = E_z^{\text{сип}}(r_b) + E_z^{\text{н.с.}}(r_b). \quad (2.6)$$

Подстановка (2.5) и (2.6) в соотношение (1.2) с последующим его интегрированием по радиусу приводит к характеристическому уравнению вида (2.4) с коэффициентами связи и депрессии



$$\alpha^3 = \frac{u I_0^2(x_0 r_b)}{2\omega x_0^2 k_0 r_0^2 N_1} F_0^2(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r_0),$$

$$\Gamma = \frac{x^2}{2x_0^2} \frac{I_0(x r_b)}{I_0(x r_0)} \frac{\Phi(r_b)}{D(\omega, k)} \mathcal{F}_0(x r_0, x r_b) +$$

$$+ \frac{I_0^2(x_0 r_b)}{2x_0^2 k_0 (k - k_0)} F_0^2(k_{\perp 0} R, k_{\perp 0} r_0). \quad (2.7)$$

Особенность в точке $k = k_0(\omega)$ в выражении (2.7) для коэффициента депрессии отсутствует, в чем легко убедиться с помощью разложения первого слагаемого по степеням величины $k - k_0$. Ограничение членами, пропорциональными $k - k_0$ в нулевой степени, что допустимо при выполнении неравенств

$$\left| k - \frac{\omega}{u} \right|, \quad |k - k_0(\omega)| \ll \frac{x_0^2}{2k_0} \approx \frac{\omega_0}{2\gamma^2 u}, \quad (2.8)$$

где $\omega_0 = k_0(\omega_0) u$ — частота синхронизма, позволяет считать коэффициент депрессии

Рис. 1. Зависимости коэффициента депрессии для низшей волноводной моды от радиуса пучка.

с: 1 — 2, 2 — 2.25, 3 — 5; r_0/R : 1 — 0.84, 0.8, 0.44; $\omega_0 R/2\pi c$ ($\omega_0 R/\gamma u$): 1 — 1.56 (6.55), 2 — 0.81 (2.23), 3 — 0.25 (0.52).

Γ не зависящим от k и ω . В этих же условиях можно считать не зависящим от частоты и коэффициент связи.

Коэффициент депрессии (2.7) зависит от радиуса трубчатого пучка. В случае $x_0 R \ll 1$ эта зависимость становится логарифмической (для тонкой диэлектрической втулки $\Gamma \sim \ln R/r_b$). Найденный же в работе [9] коэффициент депрессии, не зависящий от r_b , оказывается неверным. В качестве подтверждения на рис. 1 приведена зависимость $\sqrt{\Gamma}(r_b)$ для низшей волноводной моды при трех различных наборах параметров системы. Все они носят монотонный характер. Сравнение величин коэффициента депрессии (2.7) и

$$\Gamma' = \frac{1}{2} \frac{I_0(x_0 r_b)}{I_0(x_0 R)} \mathcal{F}_0(x_0 R, x_0 r_b),$$

имеющего место в отсутствие втулки, показывает, что влияние диэлектрика на частоту собственных колебаний пучка обычно невелико (отношение Γ/Γ' порядка единицы). Наибольшее различие между Γ и Γ' имеет место в случае $x_0 R \ll 1$, а также для пучка, непосредственно прилегающего к диэлектрику ($r_b \approx r_0$), причем $\Gamma > \Gamma'$, если $r_b \ll r_0$, и $\Gamma < \Gamma'$, если $r_0 - r_b \ll r_0$.

Зависимость коэффициента связи (2.7) от радиуса пучка очевидна. Связь монотонно (практически экспоненциально) ослабляется с удалением пучка от диэлектрика.

При известных коэффициентах связи и депрессии, зависимостью которых от частоты можно пренебречь, анализ решения характеристического уравнения (2. 4) и усиления волноводных мод электронным пучком производится на основе стандартных методов [13, 14]. В приближении малого пространственного заряда, имеющем место в случае

$$\sigma^2 = \frac{\Gamma}{\alpha^2} \left(\frac{\Omega_b}{\omega_0} \right)^{2/3} \ll 1, \quad (3. 1)$$

максимальная величина мнимой части волнового вектора

$$|\text{Im } k|_{\max} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\alpha}{u} (\omega_0 \Omega_b^2)^{1/3} \quad (3. 2)$$

достигается при расстройке между пучком и волной $\delta = k_0(\omega) u / \omega - 1 = 0$. В приближении большого пространственного заряда, когда справедливо про-

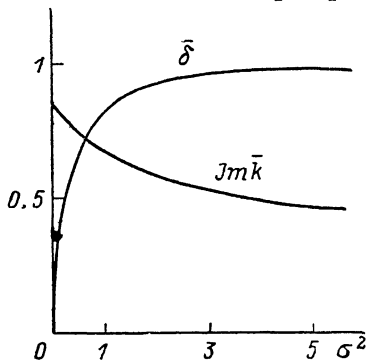


Рис. 2.

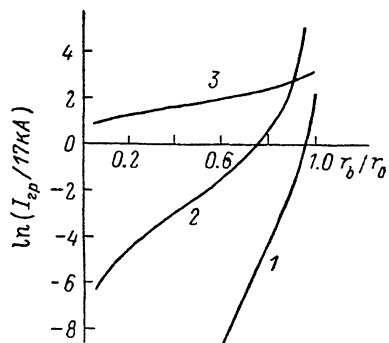


Рис. 3.

тивоположное (3. 1) неравенство, для максимальной величины мнимой части волнового вектора, достигающей при расстройке $\delta = \sqrt{\Gamma} (\Omega_b / \omega_0)$, справедлива формула

$$|\text{Im } k|_{\max} = \left(\frac{\omega_0 \Omega_b \alpha^3}{2u^2 \sqrt{\Gamma}} \right)^{1/2}. \quad (3. 3)$$

На рис. 2 приведены зависимости максимальной величины $\text{Im } \bar{k} = |\text{Im } k|_{\max} u / \alpha (\omega_0 \Omega_b^2)^{1/3}$ и соответствующей ей расстройки $\bar{\delta} = \delta \omega_0 / \Omega_b \sqrt{\Gamma}$ от параметра пространственного заряда σ^2 .

Максимальный коэффициент усиления волны электронным пучком на длине области взаимодействия L в приближении малого пространственного заряда (3. 1) равен [14]

$$G = \left| \frac{E_z^{\text{сн}}(L)}{E_z^{\text{сн}}(0)} \right| \approx \max \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{3} \exp \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\alpha}{u} (\omega_0 \Omega_b^2)^{1/3} L \right], \\ 1 + 0.135 \frac{\omega_0 \Omega_b^2 \alpha^3 L^3}{u^3}. \end{array} \right. \quad (3. 4)$$

В приближении же большого пространственного заряда

$$G = \text{ch} \left(\frac{L}{u} \sqrt{\frac{\omega_0 \Omega_b \alpha^3}{2\Gamma^{1/2}}} \right). \quad (3. 5)$$

Таким образом, при достаточно большой длине L усиление является экспоненциальным.

При наличии отражений на концах волновода $z=0, L$ с коэффициентами ρ_1, ρ_2 генерация колебаний будет происходить в случае, когда потери на излучение компенсируются усилением волны электронным пучком. Обратная связь

в системе при этом осуществляется несинхронной электромагнитной волной, распространяющейся навстречу пучку и имеющей волновой вектор $k \simeq -k_0(\omega)$. Стартовые условия начала генерации определяются из соотношения $\rho G = 1$, где $\rho = |\rho_1 \rho_2|$. Отсюда при известной длине волновода, используя (3.4), (3.5), находим стартовый ток пучка. Он равен [15]

$$I_{\text{ст}} \approx \frac{\gamma^5 u^6}{\alpha^3 \omega_0^3 L^3 c^3} \min \left\{ 6.56 \ln^3 \left(\frac{3}{\rho} \right); 31.6 \left(\frac{1}{\rho} - 1 \right) \right\} kA \quad (3.6)$$

в приближении малого пространственного заряда (3.1) и

$$I_{\text{ст}} \approx 17 \frac{\gamma^5 u^2 \Gamma}{\alpha^6 \omega_0^4 L^4 c^3} \left(\operatorname{arcsch} \frac{1}{\rho} \right)^4 kA \quad (3.7)$$

в приближении большого пространственного заряда. При небольшом относительном превышении стартового тока нарастание амплитуды колебаний во времени происходит с инкрементом $\operatorname{Im} \omega \sim u / (I / I_{\text{ст}} - 1) L$.

Случай, когда параметр пространственного заряда $\sigma = 1$, соответствует границе между приближениями малого и большого пространственных зарядов. При заданных значениях коэффициентов связи и депрессии из этого условия находим граничный ток пучка

$$I_{\text{гр}} \approx 4.25 \frac{\gamma^5 \alpha^6 u^3}{\Gamma^3 c^3} kA. \quad (3.8)$$

В соответствии с этим формула (3.6) для стартового тока пучка справедлива при $I_{\text{ст}} \ll I_{\text{гр}}$, а формула (3.7) — при $I_{\text{ст}} \gg I_{\text{гр}}$. На рис. 3 представлены зависимости величины граничного тока от радиуса пучка для различных параметров системы (параметры системы те же, что и на рис. 1).

Пределы применимости теории

Расчеты величины коэффициентов связи и депрессии, а также все соотношения (3.2)—(3.8) получены в условиях выполнения неравенств (2.8), когда можно пренебречь зависимостью Γ и α^3 от частоты и воспользоваться приближенным выражением для коэффициента депрессии, которое следует из разложения формулы (2.7) по степеням $k - k_0(\omega)$. Таким образом, неравенства (2.8) накладывают некоторые ограничения на область применимости теоретических результатов настоящей работы. Поскольку по порядку величины $|\omega - k u|_{\max} \approx \max \{ \alpha (\omega_0 \Omega_0^2)^{1/2}; \Omega_0 \sqrt{\Gamma} \}$, то из неравенств (2.8) следует ограничение на равновесный ток пучка $I \ll \min (I_1, I_2)$, где

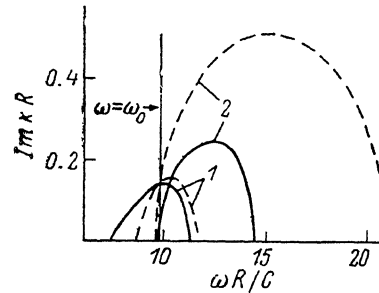


Рис. 4. Зависимости инкремента от частоты, полученные при решении дисперсионного уравнения (2.3) (сплошные кривые) и уравнения (2.4) (штриховые кривые) с независимыми от частоты коэффициентами связи и депрессии.

$\epsilon = 2, \tau_0/R = 0.84, \omega_0 R/2\pi c = 1.56, r_b/r_0 = 0.85; I/I_{\text{гр}}: 1 - 0.2, 2 - 5.$

$$I_1 \approx 0.53 \frac{u^3}{\gamma \alpha^3 c^3} kA, \quad I_2 \approx 1.06 \frac{\gamma u^3}{\Gamma c^3} kA. \quad (4.1)$$

Соответственно формула (3.6) для стартового тока справедлива при $I_{\text{ст}} < I_1$, а формула (3.7) — при $I_{\text{ст}} < I_2$.¹

Вместе с тем выполнения одних лишь неравенств (2.8) может оказаться недостаточным, чтобы можно было считать коэффициент депрессии и особенно коэффициент связи не зависящими от частоты. Такая ситуация возникает в условиях $\omega_0 (r_0 - r_b) / \gamma u \geq 1$, когда вследствие сильной экспоненциальной зависимости даже небольшое изменение частоты приводит к существенному изменению коэффициента связи. При этом ограничения, накладываемые на величину

¹ Режим с $I \gg I_1$ рассматривался в [8].

тока пучка сверху, оказываются еще более жесткими, чем (4. 1). Особенно важным оказывается учет зависимости коэффициента связи от частоты в приближении большого пространственного заряда, когда значение частоты, соответствующее максимальному усилению волны, отличается от частоты синхронизма наиболее существенно. Для сравнения на рис. 4 приведены графики зависимости $\text{Im } k(\omega)$, полученные путем решения точного дисперсионного уравнения (2. 3), а также уравнения (2. 4), в котором коэффициенты связи и депрессии вычислялись на частоте синхронизма. Меньшая величина инкремента, полученного из точного дисперсионного уравнения на частотах $\omega > \omega_0$, объясняется уменьшением коэффициента связи из-за более быстрого спада амплитуды поля при удалении от поверхности диэлектрика. В области частот $\omega < \omega_0$ имеет место обратная ситуация.

Следует отметить также еще одно ограничение, обусловленное стационарным полем заряда электронного пучка. Вследствие этого равновесный ток пучка не может превышать предельное значение, которое несколько больше предельного вакуумного тока в отсутствие диэлектрической втулки [16]. При известном ускоряющем пучок напряжении на диоде предельный ток достигается при релятивистском факторе электронов $\gamma = \gamma_R^{1/2}$, где релятивистский фактор γ_R определяется ускоряющим напряжением. Считая, что $\gamma > \gamma_R^{1/2}$ (состояние пучка с $\gamma < \gamma_R^{1/2}$ неустойчиво и поэтому не реализуется практически), можно выразить предельный ток через фиксированное значение релятивистского фактора электронов пучка с помощью формулы

$$I_{\text{пред}} \approx 8.5 \left(\gamma \frac{u}{ic} \right)^3 \left(\ln \frac{r_0}{r_b} + \frac{1}{\epsilon} \ln \frac{R}{r_0} \right)^{-1} kA. \quad (4. 2)$$

Заключение

Построенная в настоящей работе линейная теория позволяет производить расчет коэффициентов усиления и стартовых токов при взаимодействии тонкостенного трубчатого электронного пучка с азимутально-симметричными модами волновода с диэлектрической втулкой. Существует два качественно различных режима взаимодействия — с малым и большим пространственным зарядом пучка. Границе между указанными режимами соответствует ток пучка, величина которого существенно зависит от его радиуса. Граничный ток уменьшается при удалении пучка от поверхности диэлектрика. Приближение большого пространственного заряда имеет место, если ток пучка превышает граничный.

Использование метода разделения полного поля возмущения на синхронную часть и поле пространственного заряда оказывается особенно плодотворным в нелинейной теории взаимодействия электронного пучка с диэлектрическим волноводом, которая будет изложена в следующей статье.

Литература

- [1] Von Laven S., Branscum J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 5. P. 408—410.
- [2] Диденко А. Н., Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Штейн Ю. Г. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 60—62.
- [3] Garate E., Cook R., Heim P. et al. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 2. P. 627—632.
- [4] Walsh J. E. Physics of Quantum Electronics Addison—Wesley Reading, 1978. Vol. 5.
- [5] Uhm H. S. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 11. P. 6533—6539.
- [6] Tripathi V. K. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 7. P. 1953—1958.
- [7] Garate E. P., Walsh J. E. // IEEE Trans Plasma Sci. 1985. Vol. 13. N 6. P. 524—530.
- [8] Александров А. Ф., Кузнецов М. В., Пыркина О. Е. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 8. С. 927—933.
- [9] Letons D. S., Thode L. E. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. N 25. P. 2684—2687.
- [10] Иванов С. Т., Гришин В. К., Каневский М. Ф. Болг. физ. журнал. 1983. Т. 10. № 1. С. 107—116.
- [11] Иларионов Ю. А., Раевский С. Б., Сморгонский В. Я. Расчет гофрированных и частично заболоненных волноводов. М.: Сов. радио, 1980. 200 с.
- [12] Ташкун С. А., Фоменко Г. П., Шлапаковский А. С. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1538—1543.

- [13] *Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 399 с.
- [14] *Шевчик В. Н., Трубецков Д. И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970. 584 с.
- [15] *Карбушев Н. И.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 8. С. 1631—1634.
- [16] *Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Шлапаковский А. С.* // ЖТФ, 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1180—1182.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
при Томском
политехническом институте
им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
20 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
28 апреля 1988 г.

