

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЧЕРЕНКОВСКИЕ УСИЛИТЕЛИ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

А. В. Ершов *, И. Н. Карташов **, М. В. Кузелев ***

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет,
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 ноября 2023 г.,
после переработки 25 января 2024 г.
Принята к публикации 25 января 2024 г.

Рассмотрены усилители с диэлектрическим и плазменно-диэлектрическим заполнением, основанные на возбуждении поверхностных электромагнитных волн на границе диэлектрика релятивистским электронным пучком. Основное внимание уделено субтерагерцовому диапазону рабочих частот. В линейном приближении получено дисперсионное уравнение и определены области усиливаемых частот и структуры поля. Выделены два предельных режима черенковской пучковой неустойчивости в зависимости от плотности электронного пучка. Оценена роль плазмы вблизи границы диэлектрика. На основе решения укороченной системы нелинейных уравнений определена эффективность преобразования энергии направленного движения электронного пучка в энергию электромагнитных волн. Предложены схемы вывода излучения из рабочей области усилителя.

DOI: 10.31857/S0044451024060130

1. ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Начатые в 70-е годы прошлого века интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, направленные на получение мощного когерентного электромагнитного излучения СВЧ-диапазона при помощи сильноточных электронных пучков, распространяющихся в электродинамических системах с плазменным заполнением, увенчались несомненным успехом. В настоящее время имеются действующие субгигаваттные плазменные источники электромагнитного излучения сантиметрового диапазона длин волн [1–3]. При их создании возникло новое направление прикладной физики — сильноточная релятивистская плазменная СВЧ-электроника [4], активно развивающееся и в настоящее время [5]. Поэтому совершенно естественным является желание «продвинуть» имеющиеся успехи и достижения в области СВЧ на более высокочастотную область, на-

пример, в субтерагерцовый, или даже терагерцовый диапазоны. Исследованию возможности продвижения действующих черенковских плазменных источников электромагнитного излучения в субтерагерцовый диапазон посвящена работа [6].

В настоящей работе рассматриваются черенковские излучатели на плотных релятивистских электронных пучках, использующие в качестве электродинамических систем, диэлектрические и плазменно-диэлектрические волноводы. Идея использования комбинированных плазменно-диэлектрических структур для замедления волн в черенковских излучателях рассматривалась, например, в работах [7–9]. Мы главным образом будем рассматривать взаимодействие электронного пучка с высокими модами диэлектрических волноводов, когда они относятся к типу так называемых пространственно развитых (многоволновых) электродинамических систем [10], поскольку длины волн высоких (а значит высокочастотных) мод волновода малы по сравнению с его поперечным размером.

При выполнении неравенства $c/\sqrt{\varepsilon_d} < u$, где u — скорость пучка, ε_d — проницаемость диэлектрика,

* E-mail: erшов.av17@physics.msu.ru

** E-mail: igorkartashov@mail.ru

*** E-mail: kuzelelev@mail.ru

достаточное замедление волн имеется и без плазмы. Этот случай и представляет основной интерес в настоящей работе. Если выполнено противоположное неравенство $c/\sqrt{\varepsilon_d} > u$, то замедление волн обеспечивается только плазмой, что здесь для нас менее интересно. Мы рассматриваем случай одновременного наличия в волноводе и диэлектрика и плазмы хотя бы потому, что в сильных высокочастотных полях на поверхности диэлектрика развивается пробой, приводящий к формированию плазмы в областях волновода, примыкающих к диэлектрику [11, 12]. Плазма существенно меняет электродинамику диэлектрического волновода, что следует учитывать в рамках обрисованной выше проблематики. По существу настоящая работа является продолжением нашей работы [6], в которой рассмотрена проблема повышения рабочей частоты излучателей с использованием только плазмы большой плотности без каких-либо диэлектрических вставок. Таким образом, в настоящей работе мы пытаемся решить ту же проблему повышения частоты, путем использования в излучателе иной электродинамической системы¹⁾.

Рассмотрим взаимодействие прямолинейного электронного пучка с волной E -типа волновода кругового поперечного сечения с радиально неоднородным изотропным заполнением средой с диэлектрической проницаемостью вида

$$\varepsilon_{ij}(\omega, r) = \varepsilon(\omega, r)\delta_{ij}, \quad i, j = r, \varphi, z, \quad (1)$$

где r, φ, z — цилиндрические координаты, а $\varepsilon(\omega, r)$ — некоторая функция радиальной координаты r (и частоты ω). Направим ось OZ вдоль оси волновода, совпадающей с направлением движения пучка, и определим азимутально-симметричную продольную составляющую напряженности электрического поля формулой

$$E_z(t, z, r) = \frac{1}{2}[E(r)\exp(-i\omega t + ik_z z) + C.C.]. \quad (2)$$

Из уравнений Максвелла с тензором диэлектрической проницаемости (1) следует уравнение для комплексной амплитуды $E(r)$ в формуле (2)

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{\varepsilon(\omega, r)}{\chi^2(\omega, r)} \frac{dE}{dr} \right) - \varepsilon(\omega, r)E = 0, \quad (3)$$

где $\chi^2(\omega, r) = k_z^2 - \varepsilon(\omega, r)\omega^2/c^2$.

¹⁾ Усиление волн в диэлектрических волноводах без плазмы в низкочастотном диапазоне рассматривалось в работе [13].

Будем рассматривать два варианта заполнения волновода средой. При первом варианте

$$\varepsilon(\omega, r) = \begin{cases} \varepsilon_d, & 0 < r < r_0, \\ \varepsilon_p = 1 - \omega_p^2/\omega^2, & r_0 < r < R, \end{cases} \quad (4)$$

где ω_p — постоянная электронная ленгмюровская частота. Согласно (4) во внутренней области волновода $r < r_0$ расположен диэлектрик с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_d > 1$, а во внешней области — холодная электронная бесстолкновительная плазма. Этот вариант заполнения волновода будем называть случаем прямой геометрии. При втором варианте заполнения, называемом случаем инверсной геометрии,

$$\varepsilon(\omega, r) = \begin{cases} \varepsilon_p = 1 - \omega_p^2/\omega^2, & 0 < r < r_0, \\ \varepsilon_d, & r_0 < r < R, \end{cases} \quad (5)$$

т. е. внутренняя область волновода заполнена плазмой.

Как видно из формул (1), (4) и (5), плазма, находящаяся в волноводе с диэлектрической вставкой, является немагнитной. В упомянутых выше работах [7–9] рассматривался противоположный случай — полностью замагнитенной плазмы. Ниже будет показано, что случаи плазмы без внешнего магнитного поля и плазмы в бесконечно сильном внешнем магнитном поле существенно отличаются друг от друга. Дело здесь в разном наборе собственных волн плазменно-диэлектрических волноводов.

Непосредственно из уравнения (3) получаются следующие граничные условия на границе раздела диэлектрика с плазмой:

$$\{E\}_{r=r_0} = 0, \quad \left\{ \frac{\varepsilon(\omega, r)}{\chi^2(\omega, r)} \frac{dE}{dr} \right\}_{r=r_0} = 0. \quad (6)$$

Здесь и далее фигурные скобки означают разность выражений по обе стороны от границы, то есть, например, $\{E\}_{r=r_0} = E(r_0 + 0) - E(r_0 - 0)$. Еще одно граничное условие $E(R) = 0$ записывается на идеально проводящей границе волновода.

Как видно из (1) среда в волноводе изотропна, что применительно к плазме означает ее немагнитность. Однако в любом из известных черенковских плазменных излучателей обязательно имеется некоторое внешнее магнитное поле, необходимое для получения и транспортировки сильноточного релятивистского электронного пучка. Немагнитность плазмы предполагает выполнение неравенств [14]

$$\Omega_e^2 \ll \omega^2, \quad \Omega_e \omega_p^2 \ll \omega^3, \quad (7)$$

где Ω_e — электронная циклотронная частота. В настоящей работе нас интересует только область достаточно высоких частот, поэтому неравенства (7) считаем безусловно выполненными. Иначе обстоит дело с электронным пучком. Плотности используемых в плазменных излучателях электронных пучков малы по сравнению с плотностями плазмы. Поэтому, предполагая выполненными неравенства [7, 14]

$$\Omega_e^2 \gg \omega_b^2 \gamma^{-3}, |\delta k u|^2 \quad (8)$$

электронный пучок считаем полностью замагниченным. Кроме того, следуя условиям экспериментов используем модель бесконечно тонкого трубчатого электронного пучка. Здесь ω_b — ленгмюровская частота электронов пучка, $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$, δ_b — толщина трубчатого пучка, а δk — пространственный инкремент (коэффициент усиления) резонансной черенковской пучковой неустойчивости.

Плотность тока бесконечно тонкого трубчатого замагниченного электронного пучка определим формулой

$$j_z(t, z, r) = \delta_b \delta(r - r_b) j_b(t, z; r_b), \quad (9)$$

где $j_b(t, z; r_b)$ — функция, для нахождения которой требуются уравнения динамики пучка, а параметрическая зависимость от радиуса трубчатого пучка r_b указывает на то, что на электроны тонкого пучка действует поле (2) именно в точке $r = r_b$. Наличие в волноводе тока с плотностью (9) приводит к следующему скачку азимутальной составляющей индукции магнитного поля

$$\{B_\varphi(t, z, r)\}_{r=r_b} = \frac{4\pi}{c} \delta_b j_b(t, z; r_b). \quad (10)$$

Азимутальная составляющая индукции магнитного поля определяется формулой вида (2) с комплексной амплитудой

$$B(r) = -i\varepsilon(\omega, r) \frac{\omega}{c\chi^2(\omega, r)} \frac{dE}{dr}. \quad (11)$$

Подставляя формулу вида (2) с комплексной амплитудой (11) в (10) и считая, что электронный пучок проходит по одной из плазменных областей волновода, находим следующие граничные условия для функции $E(r)$ на электронном пучке:

$$\{E\}_{r=r_b} = 0, \quad \left\{ \frac{dE}{dr} \right\}_{r=r_b} = \delta_b \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} \frac{4\pi i}{\omega} \langle j_b(r_b) \rangle, \quad (12)$$

где

$$\langle j_b(r_b) \rangle = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} j_b(t, z; r_b) \exp(i\omega t - ik_z z) dt \quad (13)$$

— пространственно-временная Фурье-гармоника плотности тока пучка, а $\chi_p^2 = k_z^2 - \varepsilon_p \omega^2/c^2$. В (12) добавлено очевидное условие непрерывности на электронном пучке самой функции $E(r)$. В линейном приближении для вычисления функции (13) можно воспользоваться известным выражением для проводимости пучка электронов, полученным в гидродинамической модели [7, 14], что дает

$$\frac{4\pi i}{\omega} \langle j_b(r_b) \rangle = -\frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{(\omega - k_z u)^2} E(r_b). \quad (14)$$

Процедура вычисления функции (14) в нелинейной теории будет описана ниже.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ДЛЯ СЛУЧАЯ ПРЯМОЙ ГЕОМЕТРИИ

Приступим теперь к рассмотрению волновода в случае прямой геометрии (4). Поскольку пучок проходит по плазменной области волновода считаем, что $r_0 < r_b < R$. Учитывая граничные условия при $r = r_0$ и $r = R$, решение уравнения (3) в разных областях волновода запишем в виде

$$E(r) = \begin{cases} AI_0(\chi_d r), & r < r_0, \\ A\chi_p r_0 [UI_0(\chi_p r) + VK_0(\chi_p r)], & r_0 < r < r_b, \\ BF_0(\chi_p r), & r_b < r < R, \end{cases} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} V(\omega, k_z) &= I_0(\chi_d r_0) I_1(\chi_p r_0) - \\ &\quad - \frac{\varepsilon_d \chi_p}{\varepsilon_p \chi_d} I_1(\chi_d r_0) I_0(\chi_p r_0), \\ U(\omega, k_z) &= I_0(\chi_d r_0) K_1(\chi_p r_0) + \\ &\quad + \frac{\varepsilon_d \chi_p}{\varepsilon_p \chi_d} I_1(\chi_d r_0) K_0(\chi_p r_0), \\ F_0(\chi_p r) &= K_0(\chi_p r) - I_0(\chi_p r) \frac{K_0(\chi_p R)}{I_0(\chi_p R)}, \end{aligned} \quad (16)$$

A и B — постоянные, $I_0(x)$ и $K_0(x)$ — функции Инфеляда и Макдональда, а $\chi_d^2 = k_z^2 - \varepsilon_d \omega^2/c^2$. Подставляя решения (15) в граничные условия (12), получаем следующие соотношения:

$$A = B \frac{F_0(\chi_p r_b)}{\chi_p r_0 I_0(\chi_p r_b) D_0(\omega, k_z; r_b)}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} D_0(\omega, k_z; R) B &= \\ &= -D_0(\omega, k_z; r_b) I_0(\chi_p r_b) \delta_b r_b \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} \frac{4\pi i}{\omega} \langle j_b(r_b) \rangle, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$D_0(\omega, k_z; x) = U(\omega, k_z) + V(\omega, k_z)K_0(\chi_p x)/I_0(\chi_p x). \quad (19)$$

Соотношение (17) согласно формуле (15) определяет структуру поля волны, возбуждаемой электронным пучком в плазменно-диэлектрическом волноводе. Основным конечно является соотношение (18) которое можно трактовать как уравнение возбуждения пучком волновода (см. далее). Несложно видеть, что уравнение

$$D_0(\omega, k_z; R) = 0 \quad (20)$$

является дисперсионным уравнением, определяющим частоты собственных волн плазменно-диэлектрического волновода без пучка. Действительно, в отсутствие пучка (например, при $\delta_b = 0$) уравнение (18) имеет нетривиальное решение $B \neq 0$ только при $D_0(\omega, k_z; R) = 0$.

В линейном приближении, используя формулы (14) и (15), из (18) получаем следующее дисперсионное уравнение для определения комплексных спектров плазменно-диэлектрического волновода с тонким трубчатым прямолинейным электронным пучком в случае прямой геометрии:

$$D_0(\omega, k_z; R) - \frac{\delta_b r_b}{R^2} W_0(\omega, k_z) \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{(\omega - k_z u)^2} = 0, \quad (21)$$

где

$$W_0(\omega, k_z) = R^2 \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} D_0(\omega, k_z; r_b) I_0(\chi_p r_b) F_0(\chi_p r_b). \quad (22)$$

Если длины волн, возбуждаемых электронным пучком, малы по сравнению с радиусом волновода ($c/\omega \ll R$), что как раз и имеет место для высоких мод, то дисперсионное уравнение (20) существенно упрощается. Действительно, переходя в (19) к пределу $x \rightarrow \infty$, получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$D_0(\omega, k_z; \infty) = U(\omega, k_z) = 0. \quad (23)$$

3. УСИЛЕНИЕ ВОЛН В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ В РЕЖИМЕ ОДНОЧАСТИЧНОГО ВЫНУЖДЕННОГО ЭФФЕКТА ЧЕРЕНКОВА. СЛУЧАЙ ПРЯМОЙ ГЕОМЕТРИИ

Исследуем пространственное усиление волн в плазменно-диэлектрическом волноводе с пучком в

случае прямой геометрии, для чего будем решать уравнение (21) относительно комплексного волнового числа $k_z(\omega)$ при вещественной частоте ω . Полагая, как это обычно делается при черенковском взаимодействии пучков с волнами любой природы [7]

$$k_z = k_{z\omega} + \delta k, \quad |\delta k| \ll k_{z\omega}, \quad (24)$$

где $k_{z\omega} = \omega/u$, преобразуем уравнение (21) к кубическому уравнению для комплексного коэффициента усиления δk

$$\left(D_0(\omega, k_{z\omega}; R) + \frac{\partial D_0(\omega, k_{z\omega}; R)}{\partial k_{z\omega}} \delta k \right) \delta k^2 = \frac{\delta_b r_b}{R^2} \left(W_0(\omega, k_{z\omega}) + \frac{\partial W_0(\omega, k_{z\omega})}{\partial k_{z\omega}} \delta k \right) \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{u^2}. \quad (25)$$

Пусть выполнено условие одночастичного черенковского резонанса (т.е. волна находится в черенковском резонансе с электроном), а поэтому

$$D_0(\omega, k_{z\omega}; R) = 0, \quad (26)$$

и плотность пучка настолько мала, что вторым слагаемым в скобке в правой части дисперсионного уравнения (25) можно пренебречь. Тогда, для комплексного коэффициента усиления на частоте одночастичного черенковского резонанса получаем следующее выражение:

$$\delta k(\omega_0) = \frac{1 - i\sqrt{3}}{2} \frac{\omega_0}{u} \left| \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{\omega_0^2} \times \right. \\ \left. \times W_0(\omega_0, k_0) \left(k_0 \frac{\partial D_0(\omega_0, k_0; R)}{\partial k_0} \right)^{-1} \right|^{1/3}, \quad (27)$$

где ω_0 — решение уравнения (26), а $k_0 = \omega_0/u$. Коэффициент усиления (27) имеет обычную для любого одночастичного вынужденного эффекта Черенкова структуру. Условием применимости решения (27), т.е. условием одночастичности усиления является неравенство

$$\left| \frac{1}{W_0(\omega_0, k_0)} \frac{\partial W_0(\omega_0, k_0)}{\partial k_0} \delta k(\omega_0) \right| \ll 1. \quad (28)$$

Для определения резонансных частот ω_0 следует решить относительно частоты ω уравнение (26). Нагляднее всего частоты ω_0 представить на дисперсионной диаграмме (рис. 1), на которой изображены дисперсионные кривые — решения дисперсионного уравнения (20), прямая $\omega = k_z c / \sqrt{\varepsilon_d}$ (нижняя штриховая линия) и прямая $\omega = k_z u$ (верхняя штриховая линия). Частоты ω_0 даются точками пересечения дисперсионных кривых с прямой $\omega = k_z u$. Расчет проделан для системы со следующими параметрами: $\omega_p = 2 \cdot 10^{11}$ рад/с, $r_0 = 1$ см, $R = 3$ см, $\varepsilon_d = 3$,

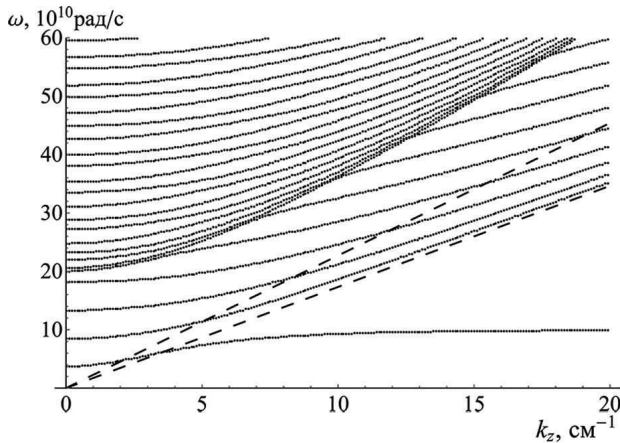


Рис. 1. Характерные дисперсионные кривые плазменно-диэлектрического волновода и прямые $\omega = k_z c / \sqrt{\varepsilon_d}$ (нижняя штриховая линия) и $\omega = k_z u$ (верхняя штриховая линия)

$u = 2.27 \cdot 10^{10}$ см/с. На рисунке видны резонансы только с шестью нижними модами (хотя резонанс есть на сколь угодно высокой моде), первая из которых — плазменная.

Обратим внимание, на самую нижнюю дисперсионную кривую на рис. 1 — она соответствует поверхностной плазменной волне²⁾. Как видим, частота отсечки этой волны не равна нулю, что свойственно только для волновода с плазменным заполнением во внешней области [15], что как раз и имеет место в случае прямой геометрии. Поэтому черенковский резонанс электронного пучка с такой поверхностной плазменной волной есть всегда, что необходимо учитывать при разработке черенковских диэлектрических усилителей с внутренней диэлектрической вставкой. Действительно, при большой мощности усиливаемого сигнала, возникающая из-за пробоя плазма, кардинально изменяет электродинамические свойства системы — появляется неустойчивость на низкочастотной поверхностной плазменной волне, могущая подавить усиление в высокочастотной области.

4. РЕЖИМ КОЛЛЕКТИВНОГО ВЫНУЖДЕННОГО ЭФФЕКТА ЧЕРЕНКОВА

В принципе уравнение (21) описывает и коллективный вынужденный эффект Черенкова [7, 16]. Чтобы разобраться в этом вопросе, следует уравнение (21) записать так, чтобы в явном виде выделить

дисперсионную функцию волновода без пучка (она уже выделена) и дисперсионную функцию ленгмюровских волн пучка, что несложно проделать, используя выражения (19) и (22). В результате уравнение (21) преобразуется к виду

$$D_0(\omega, k_z; R) D_b(\omega, k_z) = \delta_b r_b \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} \omega_b^2 \gamma^{-3} \theta(\omega, k_z), \quad (29)$$

где

$$D_b(\omega, k_z) = (\omega - k_z u)^2 - \Omega_b^2(\omega, k_z) / \varepsilon_p \quad (30)$$

и есть упомянутая выше дисперсионная функция ленгмюровских волн пучка, где

$$\begin{aligned} \Omega_b^2(\omega, k_z) &= \delta_b r_b \chi_p^2 \omega_b^2 \gamma^{-3} I_0^2(\chi_p r_b) \times \\ &\times \left(\frac{K_0(\chi_p r_b)}{I_0(\chi_p r_b)} - \frac{K_0(\chi_p R)}{I_0(\chi_p R)} \right), \\ \theta(\omega, k_z) &= V(\omega, k_z) I_0^2(\chi_p r_b) \times \\ &\times \left(\frac{K_0(\chi_p r_b)}{I_0(\chi_p r_b)} - \frac{K_0(\chi_p R)}{I_0(\chi_p R)} \right)^2. \end{aligned} \quad (31)$$

Дисперсионное уравнение, определяющее частоты ленгмюровских волн (волн плотности заряда) тонкого трубчатого замагниченного электронного пучка в плазменном волноводе без диэлектрического цилиндра есть $D_b(\omega, k_z) = 0$. Левая часть дисперсионного уравнения (29) записана в «канонической» форме уравнения связанных волн — волн диэлектрического цилиндра в плазме и волн трубчатого пучка в плазме. Коэффициент связи волн содержится в величине $\theta(\omega, k_z)$.

При выполнении неравенства $\Omega_b^2 \ll \omega^2 \sim |k_z u|^2$ спектр медленной волны плотности заряда пучка можно определить формулой³⁾

$$k_z^b(\omega) = k_{z\omega} \left(1 + \frac{\Omega_b(\omega, k_{z\omega})}{\omega \sqrt{\varepsilon_p}} \right). \quad (32)$$

Частота резонанса ω_0^b какой-то из волн плазменно-диэлектрического волновода и медленной волны пучка определяется из уравнения $D_0(\omega, k_z^b(\omega); R) = 0$. На резонансной частоте решение уравнения (29) ищется в виде

$$k_z(\omega_0^b) = k_0^b + \delta k, \quad (33)$$

где $k_0^b = k_z^b(\omega_0^b)$. Подставляя (33) в уравнение (29), находим следующее выражение для резонансного

²⁾ Термин «поверхностная волна» относится только к области частот $\omega < k_z c$.

³⁾ Как известно, неустойчивость и усиление имеют место только при резонансе плазменной волны с медленной волной пучка [16].

коэффициента усиления в режиме коллективного вынужденного эффекта Черенкова:

$$\delta k(\omega_0^b) = -i \left| \frac{1}{2} \delta_b r_b \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{u \Omega_b(\omega_0^b, k_0^b)} \times \right. \\ \left. \times \theta(\omega_0^b, k_0^b) \left(\frac{\partial U(\omega_0^b, k_0^b)}{\partial k_0^b} \right)^{-1} \right|^{1/2}. \quad (34)$$

Условием применимости решения (34), т. е. условием коллективности усиления является неравенство⁴⁾

$$|\delta k(\omega_0^b) u| \ll \Omega_b(\omega_0^b, k_0^b). \quad (35)$$

5. КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ ВОЛН ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ДЛЯ СЛУЧАЯ ПРЯМОЙ ГЕОМЕТРИИ ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Рассмотрим теперь результаты расчета коэффициентов усиления волн в волноводе со следующими параметрами: радиус волновода $R = 3$ см, радиус диэлектрического цилиндра $r_0 = 1$ см, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_d = 3$. Параметры пучка возьмем следующие: скорость $u = 2.27 \cdot 10^{10}$ см/с, ленгмюровская частота $\omega_b = 2.5 \cdot 10^{10}$ рад/с, средний радиус $r_b = 1.05$ см, толщина $\delta_b = 0.1$ см (ток такого пучка порядка 1 кА). Для случая, когда плазмы в волноводе нет, зависимость коэффициента усиления от частоты представлена на рис. 2.

Видно большое число зон усиления, каждая из которых соответствует черенковскому взаимодействию пучка с какой-то из мод волновода — от моды E_{01} до моды $E_{0,16}$. Более высокие зоны усиления, которых, если не учитывать частотную дисперсию проницаемости ε_d , бесконечно много, расположены в более высокочастотной области. Зоны усиления достаточно узкие, хотя, даже на частоте $\sim 10^{12}$ рад/с, их ширина составляет несколько единиц на 10^{10} рад/с. Кроме того, коэффициенты усиления довольно большие. Так, на частоте $\sim 10^{12}$ рад/с коэффициент усиления порядка 0.1 см^{-1} , что при длине усилителя в 35 см обеспечивает усиление по мощности в 1000 раз.

⁴⁾ Мы здесь не придаем явного вида неравенствам (28) и (35) ввиду их громоздкости. Выполнение этих неравенств проверялось нами при проведении численных расчетов. При тех плотностях и радиусах электронного пучка, которые брались при численных расчетах обычно оказывалось выполненным не сильное неравенство (28).

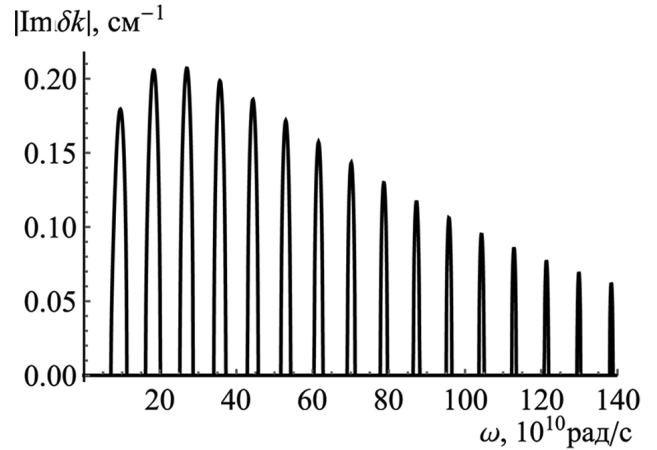


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления от частоты в диэлектрическом волноводе без плазмы

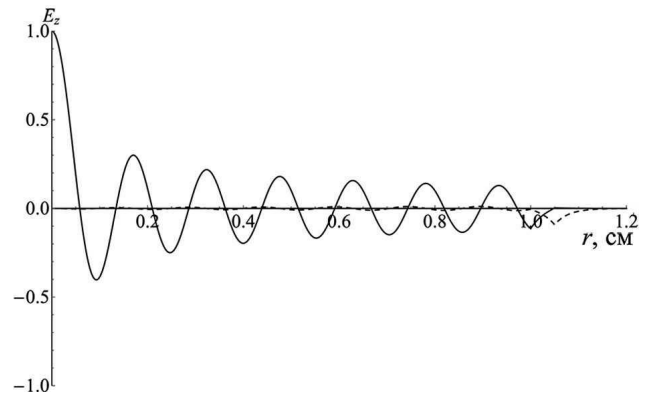


Рис. 3. Продольная компонента напряженности электрического поля моды $E_{0,13}$ при ее резонансном возбуждении электронным пучком: $\text{Re } E_z$ — сплошная линия, $\text{Im } E_z$ — штриховая линия

Следует заметить, что результаты, представленные на рис. 2 получены для случая, когда внутренняя граница электронного пучка $r_b - \delta_b/2$ совпадает с границей диэлектрика r_0 . При удалении пучка от границы диэлектрика из-за сильного затухания поля волны в вакуумной области коэффициент усиления резко падает. Это обстоятельство составляет одну из основных трудностей для использования уже реализованных черенковских СВЧ-излучателей в области более высоких частот. На рис. 3 представлены вещественная и мнимая части продольной компоненты напряженности электрического поля моды $E_{0,13}$ в точке максимума коэффициента усиления ($\omega = 112.85 \cdot 10^{10}$ рад/с, $k_z = (50.46 - 0.08i) \text{ см}^{-1}$). Видно, что в вакуумной области волновода поля фактически нет, а при $r = r_b$ поле не велико.

Перейдем теперь к случаю, когда в области волновода $r \in (r_0, R)$ присутствует плазма. Наличие плазмы, как уже отмечалось выше, существенно меняет электродинамику волновода и значительно усложняет общую картину усиления волн. Чтобы лучше в этом разобраться, рассмотрим частные случаи, представляющие самостоятельный интерес. Предположим, что в области волновода $r \in (0, r_0)$ вместо диэлектрика находится та же плазма, что и при $r \in (r_0, R)$. Дисперсионное уравнение для этого случая получается, если в (21) заменить ε_d на ε_p . Несложно показать, что это уравнение сводится к $D_b(\omega, k_z) = 0$ (см. формулу (30)), что удобно переписать следующим образом:

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\Omega_b^2(\omega, k_z)}{(\omega - k_z u)^2} = 0. \quad (36)$$

Если заменить $\Omega_b^2(\omega, k_z)$ на $\omega_b^2 \gamma^{-3}$, то получится дисперсионное уравнение, описывающее взаимодействие безграничного электронного пучка с безграничной изотропной плазмой [14]. Из него для комплексного волнового числа имеем

$$k_z = \frac{\omega}{u} - i \frac{\omega}{u} \sqrt{\frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{\omega_p^2 - \omega^2}}. \quad (37)$$

При $\omega < \omega_p$ формула (37) описывает пространственное усиление продольного поля при самомодуляции пучка в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью [17]. При $\omega = \omega_p$ коэффициент усиления (37) обращается в бесконечность, что обусловлено равенством нулю групповой скорости ленгмювской волны холодной плазмы (эффект накопления колебаний). Аналогичные процессы имеют место и в волноводе. Действительно, при $\omega < \omega_p$ диэлектрическая проницаемость плазмы отрицательная, а продольная ленгмювская волна с частотой $\omega(k_z) = \omega_p$ есть и в волноводе с однородной изотропной плазмой. На рис. 4 представлен модуль мнимой части волнового числа, полученный численным решением уравнения (36) при $\omega_p = 20 \cdot 10^{10}$ рад/с (штриховая линия).

Пусть теперь плазма находится только в области $r \in (r_0, R)$, а остальную часть волновода занимает диэлектрик с проницаемостью $\varepsilon_d < c^2/u^2$ (можно даже положить $\varepsilon_d = 1$). При этом черенковский резонанс пучка с электромагнитными модами волновода невозможен. Но в дополнение к потенциальной ленгмювской волне $\omega = \omega_p$ из-за наличия границы плазмы $r = r_0$ в волноводе появляется непотенциальная поверхностная волна. В коротковолновом пределе частота поверхностной волны выходит на

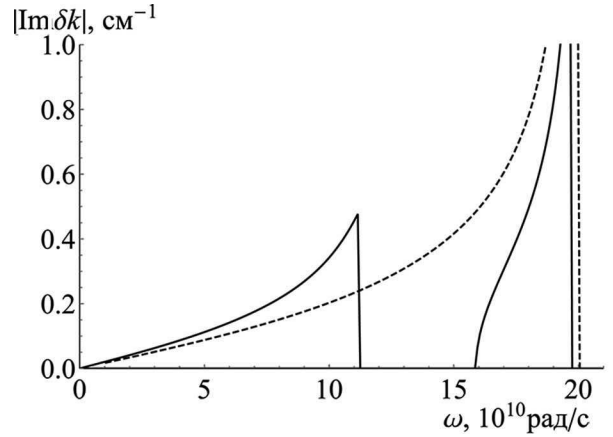


Рис. 4. Коэффициенты усиления в зависимости от частоты: однородное плазменное заполнение — штриховая линия; плазменно-диэлектрическое заполнение — сплошная линия

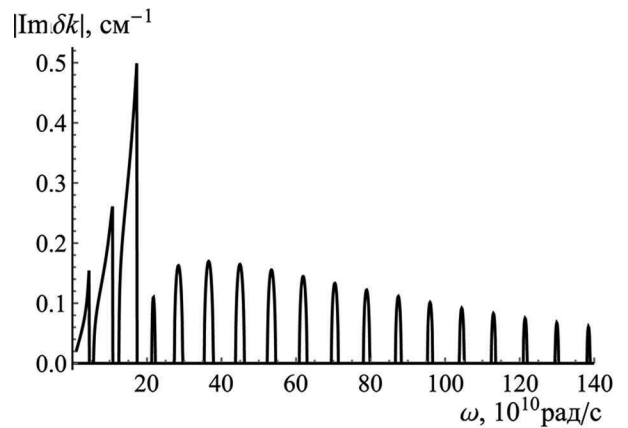


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления от частоты в плазменно-диэлектрическом волноводе

величину $\omega_p/\sqrt{\varepsilon_d + 1}$, а при $k_z = 0$ имеется некоторая отличная от нуля частота отсечки (см. нижнюю дисперсионную кривую на рис. 1). Поэтому есть два черенковских резонанса — с объемной ленгмювской и поверхностной ленгмювской волнами. Соответственно появляются две частотные области усиления. Коэффициент усиления для этого случая на рис. 4 представлен сплошными линиями.

Пусть теперь, как и в случае рис. 2, $\varepsilon_d = 3$, но еще имеется и плазма с ленгмювской частотой $20 \cdot 10^{10}$ рад/с. При этом оказываются возможны резонансы с поверхностной плазменной волной, с объемной ленгмювской волной и с электромагнитными модами. Коэффициент усиления для этого случая представлен на рис. 5, являющимся по сути комбинацией рис. 2 и 4.

Можно предположить, что присутствие в диэлектрическом волноводе с диэлектриком в области $r < r_0$ плазмы является отрицательным фактором для решения задачи повышения частоты усиливаемых волн. Действительно, при наличии плазмы в области частот, меньших плазменной частоты, коэффициенты усиления волн велики. Чем меньше частота волны, тем хуже она излучается через выходную границу усилителя. Поэтому возможно паразитное самовозбуждение усилителя в низкочастотной области, что приводит к «порче» пучка и к уменьшению эффективности черенковского излучения в высокочастотной области⁵⁾. Можно, конечно, пойти другим путем: взять плазму столь плотной, что черенковское излучение поверхностной плазменной волны придется на субтерагерцовую область. Тогда не будет необходимости в диэлектрической вставке в волновод. Этот путь имеет как свои достоинства, так и недостатки [6].

6. СЛУЧАЙ ИНВЕРСНОЙ ГЕОМЕТРИИ ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Перейдем теперь к рассмотрению инверсной геометрии системы (5). Полагая $r_b < r_0$ и учитывая граничные условия при $r = r_0$ и $r = R$, решение уравнения (3) в разных областях волновода запишем в виде

$$E(r) = \begin{cases} AI_0(\chi_p r), & r < r_b, \\ B\chi_p r_0[U I_0(\chi_p r) + V K_0(\chi_p r)], & r_b < r < r_0, \\ BF_0(\chi_d r), & r_0 < r < R, \end{cases} \quad (38)$$

где

$$\begin{aligned} F_0(\chi_d r) &= K_0(\chi_d r) - I_0(\chi_d r) \frac{K_0(\chi_d R)}{I_0(\chi_d R)}, \\ F_1(\chi_d r) &= K_1(\chi_d r) + I_1(\chi_d r) \frac{K_0(\chi_d R)}{I_0(\chi_d R)}, \\ U(\omega, k_z) &= F_0(\chi_d r_0) K_1(\chi_p r_0) - \\ &\quad - \frac{\varepsilon_d \chi_p}{\varepsilon_p \chi_d} F_1(\chi_d r_0) K_0(\chi_p r_0), \\ V(\omega, k_z) &= F_0(\chi_d r_0) I_1(\chi_p r_0) + \\ &\quad + \frac{\varepsilon_d \chi_p}{\varepsilon_p \chi_d} F_1(\chi_d r_0) I_0(\chi_p r_0). \end{aligned} \quad (39)$$

⁵⁾ Что касается коэффициентов усиления в высокочастотной области, то, как видно из рис. 2 и рис. 3, плазма на них фактически не влияет.

Подставляя решения (38) в граничные условия (12), получаем следующее соотношение:

$$B = A \times \frac{I_0(\chi_p r_b)}{\chi_p r_0 [U(\omega, k_z) I_0(\chi_p r_b) + V(\omega, k_z) K_0(\chi_p r_b)]}, \quad (40)$$

$$\begin{aligned} D_0(\omega, k_z) A &= -[U(\omega, k_z) I_0(\chi_p r_b) + \\ &\quad + V(\omega, k_z) K_0(\chi_p r_b)] \times \\ &\quad \times \delta_b r_b \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} \frac{4\pi i}{\omega} \langle j_b(r_b) \rangle, \end{aligned} \quad (41)$$

где

$$D_0(\omega, k_z) = V(\omega, k_z) \quad (42)$$

является дисперсионным уравнением, определяющим частоты собственных волн плазменно-диэлектрического волновода без пучка в случае инверсной геометрии.

В линейном приближении, используя формулы (14) и (38), из (42) получаем следующее дисперсионное уравнение для определения комплексных спектров плазменно-диэлектрического волновода с тонким трубчатым прямолинейным электронным пучком:

$$D_0(\omega, k_z) - \frac{\delta_b r_b}{R^2} W(\omega, k_z) \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{(\omega - k_z u)^2} = 0, \quad (43)$$

где

$$\begin{aligned} W(\omega, k_z) &= R^2 \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} \times \\ &\quad \times [U(\omega, k_z) I_0(\chi_p r_b) + V(\omega, k_z) K_0(\chi_p r_b)] \times \\ &\quad \times I_0(\chi_p r_b). \end{aligned} \quad (44)$$

Уравнение (43) по виду не отличается от дисперсионного уравнения (21), поэтому его приближенное аналитическое рассмотрение мы здесь опускаем, а численные решения рассмотрим чуть позже.

Существенная особенность инверсной геометрии связана с поверхностной плазменной волной. В случае плазмы, локализованной во внутренней области волновода $r < r_0$ частота отсечки поверхностной плазменной волны равна нулю. Используя формулы (39) и (42) несложно показать, что в длинноволновом пределе частота поверхностной плазменной волны определяется формулой

$$\omega = \frac{k_z c}{\sqrt{\varepsilon_d}} \left(1 + \frac{I_1(\omega_p r_0/c)}{I_0(\omega_p r_0/c)} \frac{\omega_p r_0}{c} \ln \frac{R}{r_0} \right)^{-1/2}. \quad (45)$$

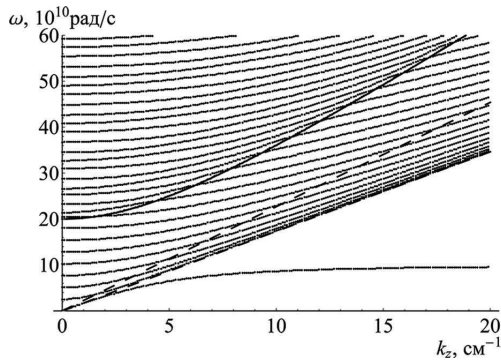


Рис. 6. Характерные дисперсионные кривые плазменно-диэлектрического волновода в случае инверсной геометрии и прямые $\omega = k_z c / \sqrt{\varepsilon_d}$ (нижняя штриховая линия) и $\omega = k_z u$ (верхняя штриховая линия)

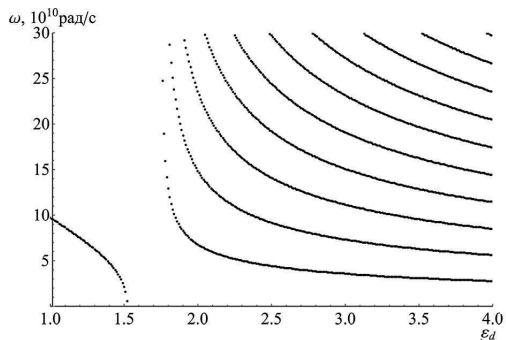


Рис. 7. Черенковские резонансы в зависимости от диэлектрической проницаемости

Учитывая, что в длинноволновом пределе фазовая скорость поверхностной плазменной волны максимальна, из (45) видим, что при $u > c/\sqrt{\varepsilon_d}$ поверхностная плазменная волна возбуждаться не может. В принципе она может возбуждаться, но только при выполнении обратного неравенства $u < c/\sqrt{\varepsilon_d}$, когда черенковский резонанс пучка и электромагнитных волн отсутствует. Для данной работы случай $u < c/\sqrt{\varepsilon_d}$, т. е. слабого замедления электромагнитных волн, интереса не представляет (в отличие от работы [6], в которой замедление электромагнитных волн вообще отсутствует).

Рисунок 6, являющийся аналогом рис. 1, иллюстрирует резонансные частоты ω_0 в случае инверсной геометрии плазменно-диэлектрического волновода при тех же параметрах, что и в случае рис. 1⁶⁾. Поверхностная плазменная волна при этом не воз-

⁶⁾ Уравнение (42) имеет вырожденное решение $\chi_p = 0$, показанное на рис. 6 сплошной кривой. Как видно из формул (38) решению $\chi_p = 0$ соответствует нулевое электромагнитное поле.

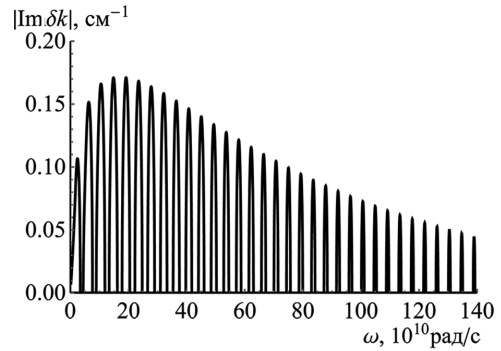


Рис. 8. Зависимость коэффициента усиления от частоты в диэлектрическом волноводе без плазмы, инверсная геометрия

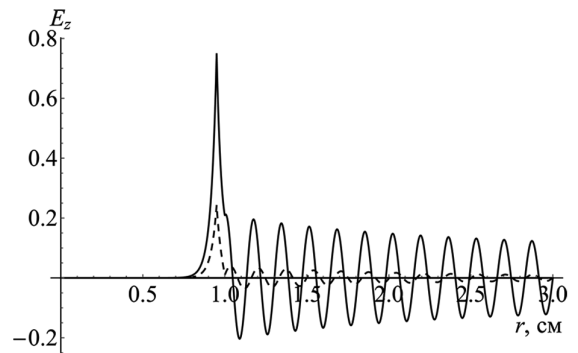


Рис. 9. Продольная компонента напряженности электрического поля моды $E_{0,24}$ при ее резонансном возбуждении электронным пучком в инверсной геометрии: $\text{Re } E_z$ — сплошная линия, $\text{Im } E_z$ — штриховая линия ($\omega = 100.8 \cdot 10^{10}$ рад/с, $k_z = (44.9 - 0.07i)$ см⁻¹)

буждается поскольку $\varepsilon_d = 3 > c^2/u^2 \approx 1.73$. Резонансы, возможные при различных диэлектрических проницаемостях ε_d , для электронного пучка со ско-

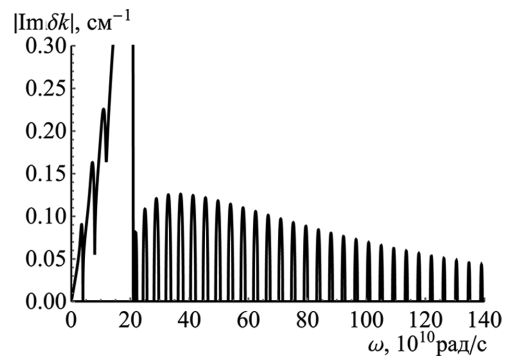


Рис. 10. Зависимость коэффициента усиления от частоты в плазменно-диэлектрическом волноводе, инверсная геометрия

ростью $u = 2.27 \cdot 10^{10}$ см/с показаны на рис. 7.

Придем теперь к рассмотрению усиления волн в системе с инверсным заполнением. Пусть параметры плазменно-диэлектрического волновода и электронного пучка такие же, как и в случае, которому посвящены рис. 2–5, только поменяем местами плазму и диэлектрик, а радиус пучка положим $r_b = 0.95$ см. Результаты расчетов представлены на рис. 8, 9 и 10, являющихся аналогами рис. 2, 3 и 5 соответственно.

Обращает на себя внимание сходство рис. 5 и 10. Ранее утверждалось, что при $u > c/\sqrt{\varepsilon_d}$, а именно это имеет место в случае рис. 5 и 10, в системе с инверсной геометрией возбуждение поверхностной плазменной волны невозможно. Однако, резонансное возбуждение объемной ленгмюровской волны имеет место для любой геометрии⁷⁾. Этот резонанс в виде самого высокого максимума имеется как на рис. 5, так и на рис. 10. Что касается максимумов в области $\omega < \omega_p$, то в случае рис. 5 один из них связан с резонансом на поверхностной плазменной волне, а в случае рис. 10 все максимумы обусловлены резонансами с электромагнитными волнами (см. рис. 6). В качестве основных особенностей инверсной геометрии являются более частое расположение зон усиления и меньшая ширина каждой зоны. Последнее, как нам представляется является серьезным недостатком системы с инверсной геометрией.

7. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО УСИЛЕНИЯ ВОЛН В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ В СЛУЧАЕ ПРЯМОЙ ГЕОМЕТРИИ

Перейдем теперь к нелинейной теории. Ограничимся случаем геометрии с внутренней локализацией диэлектрической вставки. В основу нелинейной теории черенковских плазменно-диэлектрических усилителей можно положить уравнение (18), которое с учетом (15) запишем в виде

$$D_0(\omega, k_z; R)E(r_b) = -D_0(\omega, k_z; r_b)I_0(\chi_p r_b) \times F_0(\chi_p r_b) \delta_b r_b \frac{\chi_p^2}{\varepsilon_p} \frac{4\pi i}{\omega} \langle j_b(r_b) \rangle. \quad (46)$$

Здесь $E(r_b)$ — амплитуда поля (2) в месте прохождения электронного пучка. Если бы поле представлялось не в виде (2), а в виде

$$E_z(t, z, r) = \frac{1}{2}[E(z, r) \exp(-i\omega t + ik_{z\omega} z) + \text{c.c.}], \quad (47)$$

то в линейном приближении было бы $E(z, r) = E(r) \exp(i\delta k z)$, а в дисперсионном уравнении волновое число k_z заменилось бы на $k_{z\omega} + \delta k$ (см. (24)). В нелинейном случае формула (14) для плотности тока пучка не верна, но уравнение (46) по-прежнему актуально, если только переписать его в следующем операторном виде:

$$D_0(\omega, \hat{k}_z; R)E(z, r_b) = -W_0(\omega, \hat{k}_z; r_b) \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{4\pi i}{\omega} \langle j_b(z; r_b) \rangle, \quad (48)$$

где волновое число k_z заменено на оператор волнового числа $\hat{k}_z = k_{z\omega} - id/dz$.

Для вычисления плотности нелинейного тока пучка используем метод интегрирования по начальным данным в постановке граничной задачи [18]. Опуская стандартную процедуру вывода, ее, например, можно найти в [6], приведем только окончательную формулу для плотности тока пучка

$$\langle j_b(z; r_b) \rangle = en_{0b} u \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \exp(i\omega \tau(z, \tau_0)) dt_0, \quad (49)$$

где n_{0b} — невозмущенная плотность электронов пучка. Функция $\tau(z, \tau_0)$ есть локальное время, в которое электрон пучка, влетевший в сечение волновода $z = 0$ в момент τ_0 , попадает в сечение z . Эта функция определяется из следующих уравнений движения:

$$\begin{aligned} \frac{d\tau}{dz} &= \frac{V}{u^2}, \\ \frac{dV}{dz} &= -\frac{e}{mu\gamma^3} \left(1 + 2\frac{u^2}{c^2} \gamma^2 \frac{V}{u} \right)^{3/2} \times \\ &\times \frac{1}{2} [E(z, r_b) \exp(-i\omega \tau(z, \tau_0)) + \text{c.c.}], \end{aligned} \quad (50)$$

а $V = V(z, \tau_0)$ — возмущение скорости электрона пучка. Граничные условия для уравнений (50) имеют вид

$$\tau(z = 0) = \tau_0, \quad V(z = 0) = 0. \quad (51)$$

Помимо условий влета электронов пучка (51) систе-

⁷⁾ Математически это описывается множителем ε_p^{-1} в выражениях (22) и (44) и связано с тем, что при любой геометрии пучок проходит в объеме плазмы.

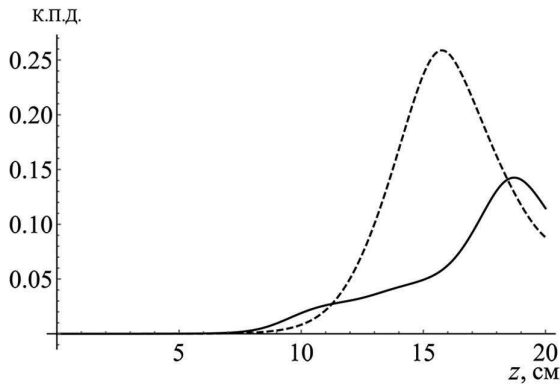


Рис. 11. Эффективности усиления высокочастотной электромагнитной волны на частоте $\omega = 50.6 \cdot 10^{10}$ рад/с (штриховая линия), $\omega = 100.9 \cdot 10^{10}$ рад/с (сплошная линия)

ма должна быть дополнена условием возбуждения волны на входе усилителя

$$E(z=0, r_b) = E_0. \quad (52)$$

Если электронный пучок перед инжекцией в волновод был предварительно замодулирован, то условия (50) следует задать в виде

$$\begin{aligned} \tau(z=0) &= \tau_0 + \alpha \sin(\tau_0 + p_0), \\ V(z=0) &= \beta \sin(\tau_0 + q_0), \end{aligned} \quad (53)$$

где α, β, p_0, q_0 — постоянные, α определяет глубину модуляции пучка по плотности, а β задает глубину модуляции по скорости.

Псевдодифференциальное уравнение (48) для целей компьютерного моделирования не пригоден, его следует должным образом упростить. В силу неравенства (24) дисперсионный оператор $D_0(\omega, \hat{k}_z; R)$ и правую часть уравнения (48) можно разложить по id/dz , что приводит к следующему уравнению:

$$\begin{aligned} \left(D_0 - i \frac{\partial D_0}{\partial k_{z\omega}} \frac{d}{dz} \right) E(z, r_b) = \\ = - \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{4\pi i}{\omega} \left(W_0 - i \frac{\partial W_0}{\partial k_{z\omega}} \frac{d}{dz} \right) \langle j_b(z; r_b) \rangle, \end{aligned} \quad (54)$$

где D_0 — функция (19) при $k_z = k_{z\omega}$ и $x = R$, а W_0 — функция (22) при $k_z = k_{z\omega}$. Уравнение (54) и уравнения (50) являются замкнутой нелинейной системой уравнений черенковского плазменно-диэлектрического усилителя. Эффективность усиления электромагнитных волн электронным пуч-

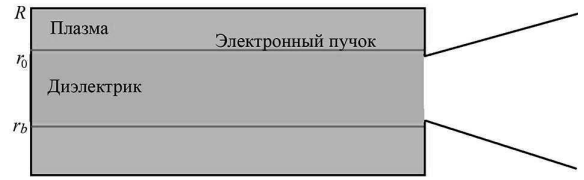


Рис. 12. Схема усилителя с плазменно-диэлектрическим волноводом в прямой геометрии

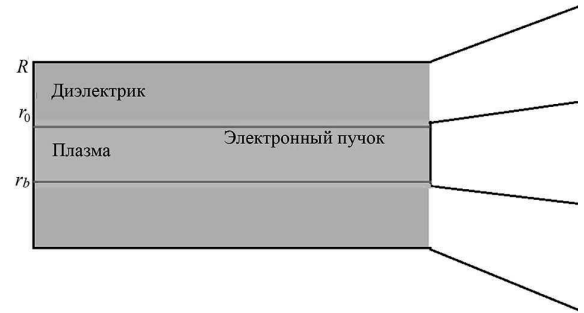


Рис. 13. Схема усилителя с плазменно-диэлектрическим волноводом в инверсной геометрии

ком (К.П.Д. усилителя) можно определить очевидной формулой

$$\text{К.П.Д.} = \frac{\gamma - \langle \gamma(z, \tau_0) \rangle}{\gamma - 1}, \quad (55)$$

где угловые скобки означают усреднение по всем электронам, влетевшим в сечение $z=0$ за период $2\pi/\omega$. Величина (55) зависит от координаты z , что позволяет определить оптимальную длину усилителя с точки зрения достижения максимальной эффективности и выходной мощности излучения.

В линейном приближении из уравнений (54) и (50) можно получить дисперсионное уравнение (25). Ранее, излагая линейную теорию, мы исходили не из решений приближенного уравнения (25), а из решений точного дисперсионного уравнения (19), что неслучайно. Дело в том, что в случае электронного пучка большой плотности решения уравнений (19) и (25) различаются, иногда значительно, хотя качественно они совпадают. Поэтому решение нелинейной задачи мы всегда предваряем линейным анализом. Нелинейные решения можно считать количественно достоверными, только в тех случаях, когда решения дисперсионных уравнений (19) и (25) близки. Систематическому анализу нелинейных режимов усиления мы посвятим отдельную работу. Здесь же приведем отдельные частные результаты, характеризующие возможные значения

эффективностей усиления и мощностей усиливаемых сигналов.

На рис. 11 для системы с параметрами $\omega_p = 20 \cdot 10^{10}$ рад/с, $r_0 = 1$ см, $R = 3$ см, $\varepsilon_d = 3$, $u = 2.27 \cdot 10^{10}$ см/с, $\omega_b = 2.5 \cdot 10^{10}$ рад/с представлены эффективности усиления на частотах восьмого и четырнадцатого резонансов. Максимальная эффективность от 15 до 25 процентов достигается на длине 15–25 см, после чего начинает падать. Как видим, эффективности усиления достаточно высокие, а оптимальные длины усилителей с экспериментальной точки зрения вполне приемлемые.

Одной из важных проблем при разработке черенковских усилителей на сильноточных электронных пучках является проблема вывода излучения через выходную границу области взаимодействия пучка и усиливаемой волны. Согласование области взаимодействия с излучающим устройством должно быть как можно лучше. Структура электромагнитного поля высоких мод рассмотренных плазменно-диэлектрических волноводов (см. рис. 3 и 9) подсказывает возможные схемы излучающих устройств. В случае волновода в прямой геометрии можно использовать обычный рупор с радиусом меньшим радиуса волновода (рис. 12). Стенки волновода и рупора должны находиться под потенциалом анода сильноточного ускорителя. При этом поверхность, соединяющая волновод с рупором, одновременно служит и коллектором для электронного пучка.

В случае волновода в инверсной геометрии можно использовать коаксиальный рупор (рис. 13), какой используется в действующих усилителях на кабельной плазменной волне [1–3]. Коллектором электронного пучка служит внутренняя часть коаксиала. При этом для выравнивания потенциалов используется перемычка между внутренней и внешней частями коаксиального рупора, что делает схему менее удобной по сравнению со схемой в случае прямой геометрии.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем некоторые выводы из настоящей работы.

1. Использование волноводов с диэлектрическими вставками позволяет реализовать мощные одномодовые (одночастотные) усилители с рабочей частотой порядка 10^{12} рад/с и даже несколько выше (длина волны ~ 0.2 см и даже меньше). Эффектив-

ность усиления на длине ~ 20 см может достигать 15%. Для пучка электронов с током в 1 кА и энергией электронов 270 кэВ это означает выходную мощность порядка 40 МВт.

2. Присутствие в волноводах с диэлектрическими вставками плазмы следует считать нежелательным. С одной стороны, в субтерагерцовой области частот коэффициент усиления практически не зависит от наличия или отсутствия плазмы. С другой стороны, в области низких частот из-за возбуждения потенциальной объемной ленгмюровской волны с большим коэффициентом усиления возможно низкочастотное самовозбуждение излучателя, что приведет к подавлению усиления в субтерагерцовой области.

3. Характерные зависимости коэффициентов усиления от частоты свидетельствуют о возможности создания на основе волноводов с диэлектрическими вставками широкополосных усилителей, в том числе и шумовых. Действительно, как видно из рис. 2 и 8, коэффициент усиления состоит из набора достаточно узких линий примерно равной величины в широком частотном диапазоне. Есть основания считать, что при увеличении тока электронного пучка эти отдельные линии уширяются и сливаются в единую широкую область усиления электромагнитных волн.

4. Случай прямой геометрии волновода с диэлектрической вставкой из-за большей ширины зон усиления является предпочтительным по сравнению со случаем инверсной геометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. С. Стрелков, И. Е. Иванов, Е. Д. Диас Михайлова, Д. В. Шумейко, *Физика плазмы* **47** (3), 257–266 (2021).
2. A. B. Buleyko, A. V. Ponomarev, O. T. Loza, D. K. Ulyanov and S. E. Andreev, *Physics of Plasmas* **28**, 023303 (2021).
3. Д. К. Ульянов, Р. В. Баранов, О. Т. Лоза, С. Е. Ерныхлева, И. Л. Богданкевич, *ЖТФ* **83** (10), 113–116 (2013).
4. М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков, *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника*, ЛЕНАНД, Москва (2018).
5. П. С. Стрелков, *УФН* **189** (5), 494 (2019).

6. И. Н. Карташов, М. В. Кузелев, ЖЭТФ **161** (2), 281 (2022).
7. М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, *Электродинамика плотных электронных пучков в плазме*, ЛЕ-НАНД, Москва (2018).
8. М. А. Красильников и др., Физика плазмы **19** (8), 1061 (1993).
9. А. С. Шлапаковский, И. Шамилоглу, Физика плазмы **30** (7), 635-643 (2004).
10. С. П. Бугаев и др., Радиотехника и электроника **33** (2), 400 (1989).
11. Г. П. Кузьмин, И. М. Минаев, А. А. Рухадзе, Физика плазмы **36** (12), 1149 (2010).
12. Т. В. Баженова и др., ТВТ **44** (4), 580 (2007).
13. А. С. Шлапаковский, Письма в ЖТФ **25** (7), 43-50 (1999).
14. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, Высшая школа, Москва (1988).
15. М. В. Кузелев, *Волновые явления в средах с дисперсией*, URSS, Москва (2018).
16. М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, УФН **152** (2), 285 (1987).
17. В. В. Богданов, М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, Физика плазмы **10** (3), 548 (1984).
18. Ю. В. Бобылев, М. В. Кузелев, *Нелинейные явления при электромагнитных взаимодействиях электронных пучков с плазмой*, Физматлит, Москва (2009).