

ИЗЛУЧАЕМЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКЕ

© 2021 г. И. Н. Карташов^{a,*}, М. В. Кузелев^{a,**}

^a МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: igorkartashov@mail.ru

**e-mail: kuzelev@mail.ru

Поступила в редакцию 02.10.2020 г.

После доработки 24.12.2020 г.

Принята к публикации 25.12.2020 г.

Рассмотрены поверхностные волны в слоистых системах, состоящих из материальных сред с различной частотной дисперсией: диэлектрик–плазма–вакуум, вакуум–плазма–плазма и диэлектрик–вакуум–плазма. Показано, что в таких системах возможно излучение одной из поверхностных волн в среду, не образующую границу раздела для рассматриваемой поверхностной волны, в виду чего волна становится затухающей. В системе диэлектрик–вакуум–плазма имеется всего одна поверхностная волна, локализованная на границе, вакуум–плазма, которая излучается в диэлектрик в некоторой области волновых чисел при не слишком малой толщине вакуумного слоя. Для всех случаев проанализированы возможности возбуждения поверхностных волн слоистой структуры электронным пучком. Указано, какие поверхностные волны будут возбуждаться наиболее эффективно. Показана перспективность использования таких волн в плазменной СВЧ-электронике при освоении субтерагерцовых, а возможно и терагерцовых диапазонов частот.

Ключевые слова: поверхностные волны, плазменно-диэлектрические структуры, дисперсионное уравнение, эффект Черенкова

DOI: 10.31857/S0367292121060081

1. Поверхностными волнами называют волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред и убывающие по амплитуде (обычно экспоненциально) в обе стороны от границы раздела [1]. Одной из сред, на границе которой возможны поверхностные волны, является плазма. Подробно изучены поверхностные волны на границах плазма–вакуум, плазма–диэлектрик, а также на границе плазм разной плотности (см., например, обзор [2]). Поверхностные плазменные волны различного типа представляют большой интерес для приложений в плазменной СВЧ-электронике [3]. На возбуждении электронным пучком поверхностных волн на границах слоя плазмы основаны действующие плазменные СВЧ-усилители и генераторы электромагнитного излучения [4, 5]. В настоящей работе рассмотрены более сложные и как мы полагаем перспективные системы плазменной СВЧ-электроники, в которых помимо слоя плазмы присутствует также и слой диэлектрика¹. Подобные системы изучались в плаз-

монике и кристаллооптике [7], однако в этих областях физики основное внимание уделялось способам возбуждения поверхностных плазменных волн внешней объемной электромагнитной волной [7–10]. В плазменной СВЧ-электронике волна возбуждается синхронно движущимся электронным пучком, поэтому основной интерес представляют комплексные частотные спектры и структуры полей поверхностных плазменных волн. Именно в этом ключе и представлен основной материал настоящей работы. Основное внимание уделено так называемым излучаемым поверхностным волнам, энергия которых излучается через одну из границ слоистой плазменно-диэлектрической системы².

2. Начнем с общих соотношений и определений. Рассмотрим электромагнитные волны в плоском диэлектрическом слое, соседствующем с двумя различными диэлектрическими средами. Диэлектрики считаем изотропными, пространственную дисперсию не учитываем. Соответ-

¹ Идея использовать в плазменной СВЧ-электронике электродинамические системы с плазменно-диэлектрическим заполнением была высказана в работе [6].

² В литературе эти волны иногда также называют радиационными [7], или вытекающими [11] волнами.

ственно сказанному пространственное распределение диэлектрической проницаемости зададим в виде

$$\varepsilon(\omega, x) = \begin{cases} \varepsilon_1(\omega), & x < 0, \\ \varepsilon_0(\omega), & 0 < x < L_0, \\ \varepsilon_2(\omega), & x > L_0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь L_0 – толщина диэлектрического слоя, а $\varepsilon_{1,2}(\omega)$ и $\varepsilon_0(\omega)$ – некоторые функции частоты. В основном (по умолчанию) будут исследоваться случаи недиссипативных сред, когда функция (1) вещественная. Очевидно, что электродинамическую структуру (1) можно рассматривать как одномерный резонатор Фабри–Перо (слой $0 < x < L_0$) с устройствами для вывода из резонатора электромагнитного излучения (области $x < 0$ и $x > L_0$). При этом x есть координата “вдоль” резонатора.

Поскольку в системе с диэлектрической проницаемостью (1) направление координатных осей y и z не имеет значения, считаем векторы электромагнитного поля независимыми от координаты y и положим

$$\{\mathbf{E}(t, \mathbf{r}), \mathbf{B}(t, \mathbf{r})\} = \{\mathbf{E}(x), \mathbf{B}(x)\} \exp(-i\omega t + ik_z z). \quad (2)$$

Экспоненциальный множитель в (2) описывает волну, бегущую вдоль оси z , а поэтому электродинамическую структуру (1) можно рассматривать как плоский волновод. При этом z есть координата вдоль волновода. Зависящие от x амплитуды в (2), с одной стороны описывают поперечную структуру поля в волноводе, а с другой стороны они определяют распределение поля вдоль резонатора.

Собственные колебания в плоском резонаторе Фабри–Перо формируются двумя собственными объемными волнами, распространяющимися во встречных направлениях. В результате в резонаторе устанавливается близкая к стоячей объемная волна так, что на длине резонатора укладывается определенное число полуволн. Спектр частот собственных колебаний резонатора составляет счетное множество комплексных значений. Комплексность частот в отсутствие диссипации обусловлена выносом излучения из резонатора через его границы. Если плоскости $x = 0, L_0$ являются зеркалами, то излучение из резонатора отсутствует, при этом функции $\mathbf{E}(x)$ и $\mathbf{B}(x)$ стремятся к нулю при $x \rightarrow \pm\infty$, а собственные частоты в отсутствие диссипации вещественные. Возможны случаи, когда в резонаторе нет собственных распространяющихся объемных волн и нет излучения в окружающее пространство³, но на границах слоя формируются две поверхностные волны, и

³ Очевидно, что в этих случаях аналогия диэлектрического слоя с резонатором не вполне удачна.

частотный спектр состоит всего из двух вещественных значений. Оказывается, что возможны и промежуточные случаи, когда одна из поверхностных волн диэлектрического слоя излучается из него. Такую поверхностную волну мы и называем излучаемой поверхностной волной. Спектр частот диэлектрического слоя с излучаемой поверхностной волной обычно содержит два значения, одно из которых в отсутствие диссипации комплексное, а второе – вещественное, но есть случаи, когда собственное значение всего одно. Излучаемые поверхностные волны имеют частоты, лежащие вне свойственного обычным поверхностным волнам частотного диапазона. Важной особенностью излучаемых поверхностных волн является то, что при достаточно большой толщине диэлектрического слоя декремент затухания этих волн экспоненциально мал.

Ограничимся рассмотрением только электромагнитных волн с отличными от нуля компонентами электромагнитного поля E_z, E_x, B_y (волны E -типа). Случай волн с компонентами B_z, B_x, E_y (волны B -типа) интереса не представляет, поскольку поверхностных волн B -типа не существует. Из уравнений Максвелла для волн E -типа не сложно получить следующее уравнение для E_z :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\varepsilon(x)}{k_x^2(x)} \frac{dE_z}{dx} \right) + \varepsilon(x) E_z = 0, \quad (3)$$

и соотношения для вычисления компонент электромагнитного поля E_x и B_y

$$E_x = i \frac{k_z}{k_x^2(x)} \frac{dE_z}{dx}, \quad B_y = i \frac{\omega}{ck_x^2(x)} \varepsilon(x) \frac{dE_z}{dx}, \quad (4)$$

где

$$k_x^2(x) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(x) - k_z^2. \quad (5)$$

На границах раздела, т.е. в точках, где функция (1) имеет разрывы, уравнение (3) дополняется условиями непрерывности тангенциальных составляющих напряженности электрического E_z и индукции магнитного B_y полей (или непрерывности нормальной составляющей индукции электрического поля $D_x = \varepsilon(x) E_x$). Данные граничные условия имеют вид

$$\{E_z\}_{x=0, L_0} = 0, \quad \left\{ \frac{\varepsilon(x)}{k_x^2(x)} \frac{dE_z}{dx} \right\}_{x=0, L_0} = 0, \quad (6)$$

где $\{f(x)\}_{x=a} = f(a+0) - f(a-0)$.

3. Напомним необходимые сведения из теории поверхностных электромагнитных волн на границе диэлектрик–плазма. Пусть область $x < 0$ заполняет диэлектрик без дисперсии с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 > 1$, а в области $x > 0$

находится холодная электронная бесстолкновительная плазма с диэлектрической проницаемостью, определяемой формулой [12]

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2}, \quad (7)$$

где ω_{p0} – электронная ленгмюровская частота. Убывающее на бесконечности (см. далее) решение уравнения (3) запишем в виде

$$E_z(x) = \begin{cases} A \exp(\chi_1 x), & x < 0, \\ B \exp(-\chi_0 x), & x > 0, \end{cases} \quad (8)$$

где $\chi_{1,0}^2 = -k_{x1,0}^2 = k_z^2 - \epsilon_{1,0} \omega^2 / c^2$. Подставляя решение (8) в граничные условия (6) и исключая постоянные A и B , получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\epsilon_1 \chi_0 + \epsilon_0 \chi_1 = 0 \rightarrow \epsilon_1 \sqrt{\omega_{p0}^2 + k_z^2 c^2 - \omega^2} + \left(1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2}\right) \sqrt{k_z^2 c^2 - \epsilon_1 \omega^2} = 0. \quad (9)$$

Интересующее нас решение уравнения (9) принадлежит частотной области

$$\omega^2 < k_z^2 c^2 / \epsilon_1, \quad \omega^2 < \omega_{p0}^2, \quad (10)$$

и являющейся областью существования поверхностной волны. Решение уравнения (9), удовлетворяющее условиям (10), оказывается следующим:

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \omega_{p0}^2 + \frac{\epsilon_1 + 1}{2\epsilon_1} k_z^2 c^2 - \sqrt{\frac{1}{4} \omega_{p0}^4 + \left(\frac{\epsilon_1 + 1}{2\epsilon_1}\right)^2 k_z^4 c^4 + \frac{\epsilon_1 - 1}{2\epsilon_1} \omega_{p0}^2 k_z^2 c^2}. \quad (11)$$

В длинноволновом и коротковолновом приближениях решение (11) представимо в виде

$$\omega = \begin{cases} k_z \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}} \left(1 - \frac{k_z^2 c^2}{2\omega_{p0}^2}\right), & k_z c \ll \omega_{p0}, \\ \frac{\omega_{p0}}{\sqrt{\epsilon_1 + 1}} \left(1 - \frac{\omega_{p0}^2}{8k_z^2 c^2 (\epsilon_1 + 1)^2}\right), & k_z c \gg \omega_{p0}. \end{cases} \quad (12)$$

Структура поля волны (11) – собственная функция – определяется формулой (8), в которой $B = A$. Используя неравенства (10), или формулу (11), несложно убедиться, что собственная функция экспоненциально стремится к нулю на бесконечности. Таким образом, волна (11) действительно является поверхностной волной.

4. Еще одна интересная для дальнейшего поверхностная волна имеется на границе раздела плазм разной плотности. Пусть диэлектрические

проницаемости плазмы при $x < L_0$ и $x > L_0$ определяются соответственно формулами

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2}. \quad (13)$$

Обозначим $\chi_2^2 = -k_{x2}^2 = k_z^2 - \epsilon_2 \omega^2 / c^2$ и запишем решение уравнения (3) в виде

$$E_z(x) = \begin{cases} A \exp(\chi_0 x), & x < L_0, \\ B \exp(-\chi_2 x), & x > L_0. \end{cases} \quad (14)$$

Несложно видеть, что для убывания решения на бесконечности, т.е. для существования поверхностной волны, необходимо выполнение неравенства

$$\omega^2 < k_z^2 c^2 + \omega_{p \min}^2, \quad (15)$$

где $\omega_{p \min}$ – минимальная из плазменных частот.

Пусть для определенности $\omega_{p \min} = \omega_{p0} < \omega_{p2}$.

Подставляя решение (14) в граничные условия (6), обычным образом получаем дисперсионное уравнение поверхностных волн на границе плазм разной плотности

$$\epsilon_0 \chi_2 + \epsilon_2 \chi_0 = 0 \rightarrow \left(1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2}\right) \sqrt{\omega_{p2}^2 + k_z^2 c^2 - \omega^2} + \left(1 - \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2}\right) \sqrt{\omega_{p0}^2 + k_z^2 c^2 - \omega^2} = 0. \quad (16)$$

Только следующее решение уравнения (16) удовлетворяет неравенству (15):

$$\omega^2 = \frac{1}{2} (\omega_{p2}^2 + \omega_{p0}^2) + k_z^2 c^2 - \sqrt{\frac{1}{4} (\omega_{p2}^2 - \omega_{p0}^2)^2 + k_z^4 c^4}, \quad (17)$$

а в длинноволновом и коротковолновом приближениях решение определяется формулами

$$\omega^2 = \begin{cases} \omega_{p0}^2 + k_z^2 c^2 \left(1 - \frac{k_z^2 c^2}{\omega_{p2}^2 - \omega_{p0}^2}\right), \\ k_z^2 c^2 \ll \omega_{p2}^2 - \omega_{p0}^2, \\ \frac{(\omega_{p2}^2 + \omega_{p0}^2)}{2} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{(\omega_{p2}^2 - \omega_{p0}^2)^2}{k_z^2 c^2 (\omega_{p2}^2 + \omega_{p0}^2)}\right), \\ k_z^2 c^2 \gg \omega_{p2}^2 - \omega_{p0}^2. \end{cases} \quad (18)$$

Отличительной особенностью волны (17) является то, что при $k_z \rightarrow 0$ ее частота стремится не к нулю, а выходит на минимальную из плазменных частот.

5. Перейдем теперь к рассмотрению электродинамической системы (1). Общее решение уравнения (3) в областях $x < 0$, $0 < x < L_0$ и $x > L_0$ выражается через экспоненты $\exp[\pm i k_{xn}(\omega)x]$ или

$\exp[\pm\chi_n(\omega)x]$, где $n = 1, 0, 2$. Величины $k_{xn}(\omega)$ и $\chi_n(\omega)$ (они были определены выше, см. (5) и сразу после формул (8) и (13)) являются квадратными корнями из аналитических функций переменных ω и k_z . Поэтому возникает вопрос правильного выбора значения квадратного корня. Мы будем следовать правилу, согласно которому при вычислении квадратного корня берется значение с неотрицательной вещественной частью (этим правилом мы воспользовались ранее при написании решений (8) и (14)).

В области диэлектрического слоя решение уравнения (3) будем записывать в виде

$$E_z(x) = B \exp[ik_{x0}(\omega)x] + C \exp[-ik_{x0}(\omega)x], \quad (19)$$

$$0 < x < L_0,$$

где B и C – постоянные. Поскольку в (19) входят значения обеих ветвей функции $\sqrt{k_{x0}^2(\omega)}$, проблема выбора квадратного корня не возникает. Если $\text{Re } k_{x0}^2 > 0$, то (19) дает суперпозицию двух встречных, распространяющихся вдоль оси x волн. В противном случае волны не распространяются, и в (19) целесообразно сделать замену $ik_{x0} \rightarrow \chi_0$.

Рассмотрим теперь решения уравнения (3) в областях $x < 0$ и $x > L_0$. При решении задач настоящей работы нельзя записать решение уравнения (3) в виде (см. (8) и (14))

$$E_z(x) = \begin{cases} A \exp(\chi_1 x), & x < 0, \\ D \exp(-\chi_2 x), & x > L_0. \end{cases} \quad (20)$$

Действительно, в соответствии с принятым правилом извлечения корня, функция (20) экспоненциально стремится к нулю при $|x| \rightarrow \infty$, а поэтому описывает только поверхностные волны (или волны, амплитуда которых постоянна). Решение должно быть записано так, чтобы оно описывало как обычные, так и излучаемые поверхностные волны. В соответствии с принципом причинности излучаемая волна в направлении своего распространения ведет себя различно в зависимости от знака мнимой части частоты [13, 14]. Так, при $\text{Im } \omega > 0$ волна экспоненциально затухает в направлении своего распространения, а при $\text{Im } \omega < 0$ в недиссипативной среде волна в направлении своего распространения экспоненциально нарастает, что обусловлено запаздыванием при переносе возмущений. Нас интересует именно второй случай $\text{Im } \omega < 0$, поскольку из-за излучения из диэлектрического слоя собственные колебания слоя затухают, а поэтому мнимая часть частоты становится отрицательной. Решение с указанным выше поведением на бесконечности имеет вид

$$x < 0: \quad E_z(x) = A \exp[\xi_1(\omega)x],$$

$$\xi_1(\omega) = \begin{cases} -\chi_1(\omega) \text{ или } -ik_{x1}(\omega), & \text{Re}(\sqrt{\epsilon_1} \omega/c) > k_z, \\ \chi_1(\omega), & \text{Re}(\sqrt{\epsilon_1} \omega/c) < k_z, \end{cases} \quad (21)$$

$$x > L_0: \quad E_z(x) = D \exp[-\xi_2(\omega)x],$$

$$\xi_2(\omega) = \begin{cases} -\chi_2(\omega) \text{ или } -ik_{x2}(\omega), & \text{Re}(\sqrt{\epsilon_2} \omega/c) > k_z, \\ \chi_2(\omega), & \text{Re}(\sqrt{\epsilon_2} \omega/c) < k_z. \end{cases}$$

Если волна в каком-то направлении не излучается, то функция (21) в этом направлении экспоненциально затухает. Если же в каком-либо направлении имеет место излучение, то функция (21) в этом направлении нарастает (при $\text{Im } \omega < 0$) и осциллирует.

Подставляя решения (19) и (21) в граничные условия (6) и исключая постоянные A, B, C и D , получаем следующее дисперсионное уравнение для определения собственных комплексных частот электродинамической системы (1):

$$(1 - p_1)(1 - p_2) - (1 + p_1)(1 + p_2) \exp(2\xi_0 L_0) = 0, \quad (22)$$

$$p_{1,2} = (\epsilon_0 \xi_{1,2}) / (\epsilon_{1,2} \xi_0), \quad \xi_0 = \chi_0 = ik_{x0}.$$

При выводе уравнения (22) также получаются формулы

$$B = A \frac{p_1 + 1}{2p_1}, \quad C = A \frac{p_1 - 1}{2p_1}, \quad (23)$$

$$D = \exp(\xi_2 L_0) [B \exp(\xi_0 L_0) + C \exp(-\xi_0 L_0)],$$

которые вместе с формулами (19) и (21) определяют продольное распределение поля в резонаторе, или поперечную структуру поля в волноводе.

6. Прейдем теперь к решению дисперсионного уравнения (22) для случая, когда в слое находится плазма с диэлектрической проницаемостью (7), а $\epsilon_{1,2}$ – вещественные постоянные. При $\epsilon_2 = \epsilon_1$ в области частот $\omega^2 < \omega_{p0}^2$ уравнение (22) определяет частоты двух волн – по числу границ слоя, это обычные поверхностные волны. Их называют четная и нечетная, поскольку компонента поля $E_z(x)$ у этих волн оказывается четной и нечетной функциями относительно середины плазменного слоя [3]. Дисперсионные уравнения этих волн при $\epsilon_2 = \epsilon_1$ следуют из уравнения (22) и могут быть записаны в виде

$$\frac{\epsilon_1 \xi_0 - \epsilon_0 \xi_1}{\epsilon_1 \xi_0 + \epsilon_0 \xi_1} = \pm \exp(\xi_0 L_0). \quad (24)$$

В пределе $k_z \rightarrow \infty$ решения уравнений (24) выходят на значение $\omega_{p0} / \sqrt{\epsilon_1 + 1}$ (см. вторую форму-

лу (12)), а в длинноволновом пределе $k_z c \ll \omega_{p0}$ из (24) имеем

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 c^2}{\epsilon_1} \left[1 - \frac{k_z^2 c^2}{\omega_{p0}^2} [\text{th}(\omega_{p0} L_0 / 2c)]^{\pm 2} \right]. \quad (25)$$

В случае нечетной волны в (24) и (25) следует взять верхний знак, а в случае четной волны – нижний.

При $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ (пусть для определенности $\epsilon_1 > \epsilon_2$) структура волн в области частот $\omega^2 < \omega_{p0}^2$ существенно усложняется⁴. Волн по-прежнему две, но свойства четности и нечетности перестают иметь место. Представление об этих волнах можно получить из следующих соображений. Величина $k_{x0}^2 = -k_z^2 - (\omega_{p0}^2 - \omega^2)/c^2 < -k_z^2$, поэтому при выполнении неравенства $k_z L_0 \gg 1$ дисперсионное уравнение (22) распадается на два уравнения

$$\begin{aligned} (\epsilon_1 k_{x0} + \epsilon_0 k_{x1}) &= 0, \\ (\epsilon_0 k_{x2} + \epsilon_2 k_{x0}) &= 0, \end{aligned} \quad (26)$$

которые с точностью до обозначений совпадают с уравнением (9). Таким образом, уравнения (26) определяют поверхностные волны диэлектрик–плазма на границах $x = 0$ и $x = L_0$, т.е. волны, локализованные на разных границах плазмы. Существенно различается и дисперсия этих волн, поскольку имеются предельные соотношения

$$\begin{aligned} k_z \rightarrow \infty: \quad \omega &\rightarrow \begin{cases} 1/\sqrt{\epsilon_1 + 1}, & \text{волна границы } x = 0, \\ 1/\sqrt{\epsilon_2 + 1}, & \text{волна границы } x = L_0, \end{cases} \\ k_z \rightarrow 0: \quad \omega &\rightarrow \begin{cases} 1/\sqrt{\epsilon_1}, & \text{волна границы } x = 0, \\ 1/\sqrt{\epsilon_2}, & \text{волна границы } x = L_0. \end{cases} \end{aligned} \quad (27)$$

Формулы (27) при $k_z \rightarrow 0$ следуют из (26). Из (27) видно, что при изменении k_z от бесконечности до нуля частота волны границы $x = L_0$ неизбежно попадает в область

$$k_z c / \sqrt{\epsilon_1} < \omega < k_z c / \sqrt{\epsilon_2}, \quad (28)$$

т.е. волна становится излучаемой (при $\epsilon_1 > \epsilon_2$). Излучается такая волна в область с большей диэлектрической проницаемостью, т.е. в область $x < 0$.

На рис. 1 представлены дисперсионные кривые $\omega(k_z)$ поверхностных волн в рассматриваемой плазменно-диэлектрической системе со следующими параметрами: $\epsilon_1 = 3$, $\epsilon_2 = 1$, $\omega_{p0} L_0 / c = 3$. Штриховая линия – $\omega = k_z c / \sqrt{\epsilon_1}$, штрихпунктир-

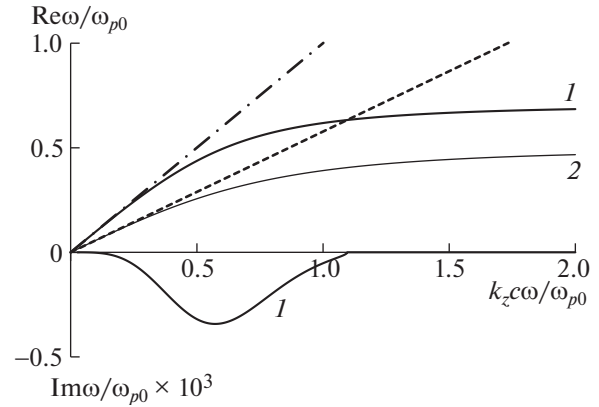


Рис. 1. Дисперсионные кривые поверхностных волн плазменного слоя, граничащего с разными диэлектриками: 1 – излучаемая волна; 2 – неизлучаемая волна.

ная – $\omega = k_z c / \sqrt{\epsilon_2}$. Комплексная дисперсионная кривая интересующей нас излучаемой волны изображена кривыми 1. При ω и k_z , принадлежащих участку вещественной части дисперсионной кривой 1, заключенному между штриховой и штрихпунктирной прямыми, поверхностная волна является излучаемой. В соответствующем диапазоне волновых чисел у частоты имеется отрицательная мнимая часть. Кривой 2 изображена вещественная дисперсионная кривая обычной (неизлучаемой) поверхностной волны.

На рис. 2 изображена компонента поля E_z излучаемой поверхностной волны в зависимости от координаты x , рассчитанная в точке дисперсионной кривой 1 с координатами $k_z c / \omega_{p0} = 0.5$ и $\omega / \omega_{p0} = 0.437 - 0.00032i$. Границам плазменного слоя соответствуют точки $x \omega_{p0} / c = 0$ и $x \omega_{p0} / c = 3$. Видно, что в область среды ϵ_2 ($x \omega_{p0} / c > 3$) поле волны затухает, как и должно быть в случае поверхностной волны. Поверхностной волне соответствует структура поля и в области плазменного слоя ($0 < x \omega_{p0} / c < 3$). Однако в области среды ϵ_1 ($x \omega_{p0} / c < 0$) наблюдаются пространственные осцилляции амплитуды поля, что говорит об излучении волны в эту область.

На рис. 3 для сравнения показаны модули компоненты поля E_z для излучаемой поверхностной волны (дисперсионная кривая 1 на рис. 1, точка $k_z c / \omega_{p0} = 0.5$, $\omega / \omega_{p0} = 0.437 - 0.00032i$) и для той же волны с ω и k_z вне области излучения (28) (дисперсионная кривая 1 на рис. 1, точка $k_z c / \omega_{p0} = 1.2$, $\omega / \omega_{p0} = 0.645$), а также обычной поверхностной волны (дисперсионная кривая 2 на рис. 1, точка $k_z c / \omega_{p0} = 0.5$, $\omega / \omega_{p0} = 0.2562$). Виден существенно различный характер поведения по-

⁴ В этом случае электродинамическая структура (1) называется схемой Кречмана [14].

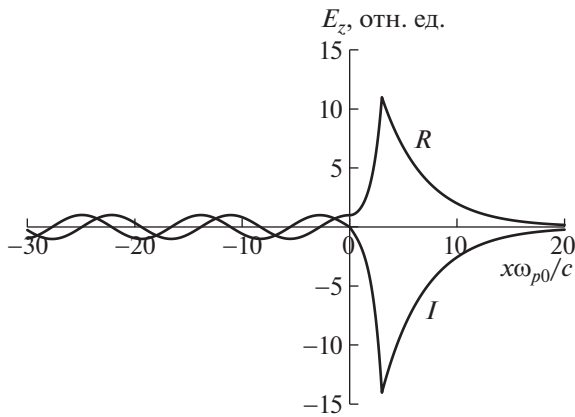


Рис. 2. Распределение поля излучаемой волны плазменного слоя, граничащего с разными диэлектриками: R – вещественная часть; I – мнимая часть.

ля при $x \rightarrow -\infty$. Кроме того, максимум амплитуды поля у излучаемой и обычной поверхностных волн достигается на разных границах плазменного слоя. Асимметрия полей относительно средней точки слоя $x\omega_{p0}/c = 1.5$ обусловлена различием диэлектрических проницаемостей левой и правой сред; при $\epsilon_1 = \epsilon_2$ распределения полей становятся нечетными и четными относительно средней точки плазмы, но излучаемой поверхностной волны при этом нет⁵.

Согласно рис. 1 обе волны плазменного слоя медленные, т.е. имеют фазовую скорость меньше скорости света и могут резонансно возбуждаться электронным пучком (механизм возбуждения – вынужденный эффект Черенкова [3]). Наибольший интерес представляет случай, когда электронный пучок распространяется по вакуумной области. Согласно рис. 3 наиболее эффективно пучок будет возбуждать излучаемую поверхностную волну, прижатую к границе плазма–вакуум. В зависимости от фазовой скорости электромагнитной волны в диэлектрике и скорости электронного пучка, возбуждаться может поверхностная волна как с излучением в диэлектрик, так и без него.

Амплитуда поля излучаемой поверхностной волны экспоненциально нарастает в том направлении, в котором волна излучается. В нашем случае амплитуда поля нарастает влево. На рис. 2 и 3 нарастания не видно (см. далее рис. 6), поскольку из-за малости мнимой части частоты оно становится заметным на существенно больших расстояниях. Возникает естественный вопрос о возможности возбуждения волны с подобным простран-

⁵ При $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$ область волновых чисел, в которой одна из поверхностных волн является излучаемой, стремится к нулю.

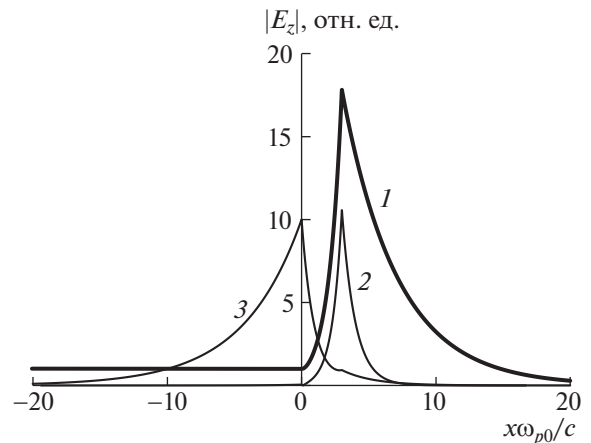


Рис. 3. Модули компоненты поля E_z волн плазменного слоя, граничащего с разными диэлектриками: 1 – излучаемая поверхностная волна; 2 – излучаемая волна вне области излучения (28); 3 – обычная поверхностная волна.

ственным распределением амплитуды поля. В принципе это возможно при помощи внешнего источника (с соответствующими резонансными ω и k_z), действующего в плазменном слое в течение бесконечно большого промежутка времени. Если источник действует в течение времени t_0 , то распределение поля, показанное на рис. 2 и 3, устанавливается только в области не большей $-ct_0 < x < ct_0$, вне которой амплитуда равна нулю. Если же в области $x \leq x_0 < 0$ расположить идеальный поглотитель электромагнитной энергии, то проблемы нарастания амплитуды излучаемой волны в минус бесконечности вообще не возникает. Поверхностная волна на границе плазма–вакуум излучается в полупространство $x < 0$ под углом α к оси z , определяемым соотношением $\text{tg } \alpha = k_{x1}/k_z = \sqrt{\epsilon_1(\text{Re } \omega)^2/k_z^2 c^2 - 1}$. С ростом k_z от нуля до значения, при котором исчезает излучение поверхностной волны, угол α уменьшается от $\text{arctg } \sqrt{\epsilon_1 - 1}$ до нуля.

Получим теперь аналитические формулы для частот длинноволновых излучаемых поверхностных волн. Как показали численные расчеты (рис. 1), в случае системы диэлектрик–плазма–вакуум и в длинноволновом пределе вещественная часть дисперсионной кривой I визуальнo сливается со световой прямой $\omega = k_z c$ (штрихпунктирная прямая), поэтому $\xi_2(\omega) = \chi_2(\omega) \approx 0$ (см. формулы (21)). Чтобы использовать это обстоятельство, преобразуем уравнение (22) к виду

$$\chi_2(\omega) = \Phi[k_z, \xi_1(\omega), \xi_0(\omega)] \tag{29}$$

и подставим в правую часть $\omega = k_z c$, что оправдано только тогда, когда правая часть соотношения (29) мала. В результате указанных преобразований для квадрата комплексной частоты получаем следующее выражение:

$$\omega^2 = k_z^2 c^2 \left(1 - \frac{k_z^2 c^2}{\omega_{p0}^2} \left(\frac{i(\epsilon_1 - 1) + \epsilon_1 \sqrt{(\epsilon_1 - 1)k_z^2 c^2 / \omega_{p0}^2} \operatorname{th}(\omega_{p0} L_0 / c)}{i(\epsilon_1 - 1) + \epsilon_1 \sqrt{(\epsilon_1 - 1)k_z^2 c^2 / \omega_{p0}^2} \operatorname{cth}(\omega_{p0} L_0 / c)} \right)^2 \right). \quad (30)$$

При выполнении неравенства $k_z^2 c^2 \ll \omega_{p0}^2$ второе слагаемое в круглой скобке в выражении (30) мало, что и является условием применимости данного выражения, преобразующегося при этом к виду

$$\omega = k_z c \times \left(1 - \frac{k_z^2 c^2}{2\omega_{p0}^2} \left(1 + i \frac{2\epsilon_1}{\sqrt{\epsilon_1 - 1}} \frac{k_z c}{\omega_{p0}} \left[\operatorname{sh} \left(\frac{2\omega_{p0} L_0}{c} \right) \right]^{-1} \right) \right). \quad (31)$$

Формулы (30) и (31) в длинноволновом пределе неплохо согласуются с результатами численных расчетов. При $\omega_{p0} L_0 / c > 1$, из-за наличия в (31) гиперболического синуса, мнимая часть частоты (31) экспоненциально мала.

7. Учтем теперь влияние диссипации. Для этого вместо (7) используем следующее выражение для диэлектрической проницаемости плазмы [12]

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (32)$$

где ν – частота столкновений. Декременты затухания $\operatorname{Im} \omega$ излучаемой поверхностной волны для различных частот столкновений частиц плазмы ν представлены на рис. 4⁶. При $\nu/\omega_{p0} = 0.00001$ (кривая 1) затухание практически полностью обусловлено излучением волны, поскольку столкновительная диссипация еще слишком мала, чтобы проявиться. Уже при $\nu/\omega_{p0} = 0.0001$ (кривая 2) влияние столкновений становится заметным. В частности, кривая $\operatorname{Im} \omega(k_z)$ приобретает характерный излом – правее точки излома затухание волны обусловлено только столкновениями, а левее точки излома затухание обусловлено как столкновениями, так и излучением. При дальнейшем увеличении ν роль столкновений возрастает, а при $\nu/\omega_{p0} > 0.0025$ вклад в декремент затухания от излучения весьма мал. Заметим, что, чем меньше величина $\omega_{p0} L_0 / c$, тем вклад столкновений в декремент затухания меньше.

8. Перейдем теперь к рассмотрению еще одной слоистой системы, в которой диэлектрическая проницаемость первой среды $\epsilon_1 = \operatorname{const}$, а ди-

электрические проницаемости слоя $x \in [0, L_0]$ и второй среды определяются формулами (13). Решение уравнений поля в этом случае по-прежнему дается формулами (19), (21) и (23), а дисперсионное уравнение совпадает с уравнением (22). На рис. 5, являющемся полным аналогом рис. 1, представлены результаты решения дисперсионного уравнения для системы со следующими параметрами: $\omega_{p0} L_0 / c = 3$, $\omega_{p2} / \omega_{p0} = 2$, $\epsilon_1 = 1$. Структура поля излучаемой волны, рассчитанная в точке дисперсионной кривой 1 с координатами $k_z c / \omega_{p0} = 0.5$ и $\omega / \omega_{p0} = 1.097 - 0.018i$ показана на рис. 6. Хорошо виден рост амплитуды волны в область излучения $x < 0$.

На следующем рис. 7, являющемся аналогом рис. 3, для сравнения показаны модули компоненты поля E_z для излучаемой поверхностной волны (дисперсионная кривая 1 на рис. 5, точка $k_z c / \omega_{p0} = 0.5$, $\omega / \omega_{p0} = 1.097 - 0.018i$) и для той же волны с ω и k_z вне области излучения (дисперсионная кривая 1 на рис. 1, точка $k_z c / \omega_{p0} = 1.6$, $\omega / \omega_{p0} = 1.447$), а также обычной поверхностной волны (дисперсионная кривая 2 на рис. 5, точка $k_z c / \omega_{p0} = 0.5$, $\omega / \omega_{p0} = 0.437$).

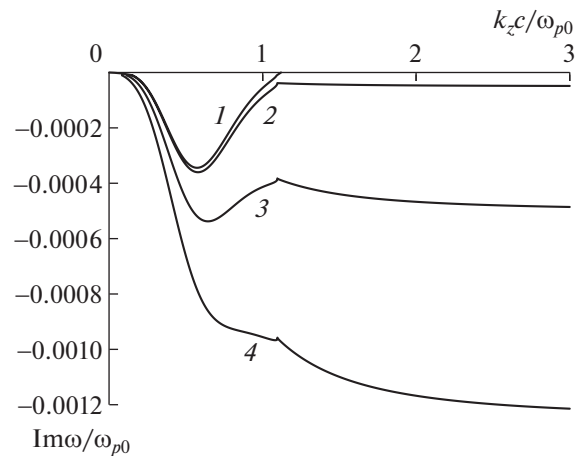


Рис. 4. Декремент затухания излучаемой поверхностной волны слоя столкновительной плазмы для различных частот столкновений: $\nu/\omega_{p0} = 0.00001$ (кривая 1), 0.0001 (2), 0.001 (3), 0.0025 (4).

⁶ Здесь рассмотрены случаи малых частот столкновений, поэтому вещественные части частот практически не отличаются от кривой 1, изображенной на рис. 1.

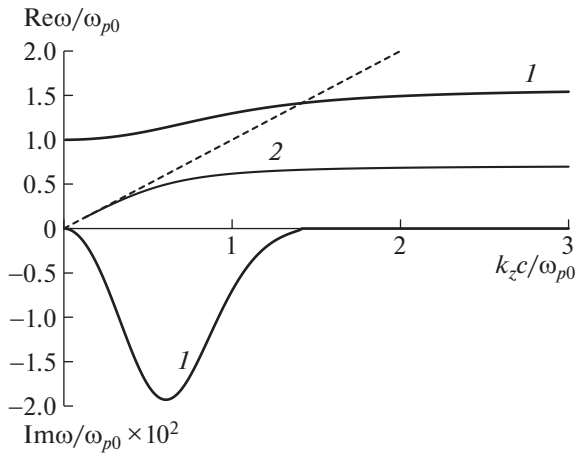


Рис. 5. Дисперсионные кривые поверхностных волн плазменного слоя, граничащего с плазмой другой плотности и с вакуумом: 1 – излучаемая волна; 2 – неизлучаемая волна.

Согласно рис. 5 поверхностная волна границы вакуум–плазма медленная (имеет фазовую скорость меньше скорости света в вакууме) всегда и может резонансно возбуждаться электронным пучком. Поверхностная волна на границе плазм разной плотности может резонансно возбуждаться электронным пучком только в неизлучательной области. Причем, как видно из рис. 7, возбуждение этой волны пучком, движущимся в вакуумной области, малоэффективно из-за исчезающе малого значения поля. Поверхностная волна на границе плазм разной плотности излучается в вакуум под углом $\text{tg } \alpha = k_{x1}/k_z = \sqrt{(\text{Re } \omega)^2/k_z^2 c^2 - 1}$, который изменяется от $\pi/2$ при малых значениях k_z до нуля в коротковолновом пределе.

9. Последняя система, которую мы здесь рассмотрим, состоит из диэлектрика с постоянной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 > 1$, вакуумного слоя $\epsilon_0 = 1$ и плазменного полупространства $\epsilon_2 = 1 - \omega_{p2}^2/\omega^2$. Данная система, называемая схемой Отто [16], рассматривается в плазмонике, как одно из устройств для резонансного возбуждения поверхностной волны при падении плоской волны на границу плазмы. Заметим, что рассмотренные нами ранее две системы диэлектрик–плазма–диэлектрик и диэлектрик–плазма–плазма представляют интерес при исследовании скользящего газового разряда [17, 18] на поверхности диэлектрика и проводника. В случае системы диэлектрик–вакуум–плазма по-прежнему верны формулы (19) и (21), сохраняется и дисперсионное уравнение (22). Однако система диэлектрик–вакуум–плазма имеет одну важную особенность. На границе диэлектрик–вакуум отсутствует по-

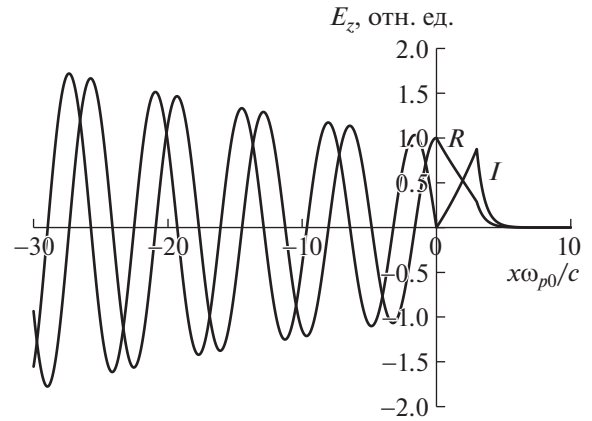


Рис. 6. Распределение поля излучаемой волны плазменного слоя, граничащего с плазмой другой плотности и с вакуумом: R – вещественная часть; I – мнимая часть.

верхностная волна (первое уравнение (26) не имеет решений). Поэтому в системе диэлектрик–вакуум–плазма имеется только одна поверхностная волна, которая в определенном диапазоне k_z является излучаемой поверхностной волной.

Рассмотрим вначале результаты приближенного аналитического решения в длинноволновой области волновых чисел. Представляя решение в виде

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 c^2}{\epsilon_1} (1 + \delta), \quad (33)$$

где $|\delta| \ll 1$, подставляем его в дисперсионное уравнение (22). Оставляя наименьшие порядки мало-

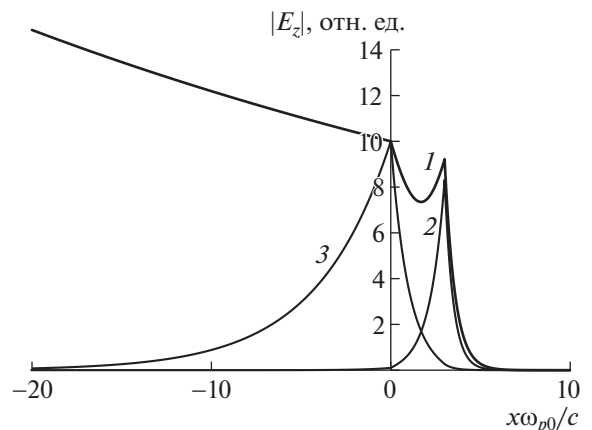


Рис. 7. Модули компоненты поля E_z волн плазменного слоя, граничащего с плазмой другой плотности и с вакуумом: 1 – излучаемая поверхностная волна; 2 – излучаемая волна вне области излучения (28); 3 – обычная поверхностная волна.

сти в разложении (22) по δ и k_z , получаем соотношение

$$\pm\sqrt{-\delta} = k_z (c/\omega_{p2} - L_0 (\epsilon_1 - 1)). \quad (34)$$

Знак “+” в (34) берется если волна неизлучаемая, т.е. $\text{Re } \delta < 0$, и знак “-” в противоположной ситуации. В случае достаточно тонкого вакуумного слоя с

$$L_0 < \frac{c}{\omega_{p2} (\epsilon_1 - 1)} \quad (35)$$

правая часть (34) положительна. При этом величина δ – вещественная и отрицательная, т.е. волна в область диэлектрика не излучается. В случае, когда выполнено неравенство обратное (35), правая часть (34) отрицательна и уравнение не имеет решений.

На рис. 8 представлены комплексные дисперсионные кривые единственной поверхностной волны системы диэлектрик–вакуум–плазма, рассчитанные для следующих параметров: $\epsilon_1 = 3$, $\epsilon_0 = 1$, $\omega_{p2} L_0 / c = 0.3$ (кривая 1, вакуумный слой малой толщины в условиях (35)) и $\omega_{p2} L_0 / c = 3$ (кривые 2, вакуумный слой большой толщины в условиях обратных (35)), штриховая линия – $\omega = k_z c / \sqrt{\epsilon_1}$. В случае тонкого вакуумного слоя дисперсионная кривая не имеет области, соответствующей излучению в диэлектрик и в бездиссипативной системе поверхностная волна не затухает. Если вакуумный слой достаточно широкий, то имеется область, в которой поверхностная волна излучается в диэлектрик и становится затухающей. При этом в длинноволновой области решение дисперсионного уравнения не находится ни приближенным аналитическим методом, ни численно, что согласуется с результатами анализа уравнения (34).

С нашей точки зрения именно поверхностная волна в схеме Отто наиболее перспективна для использования в плазменной СВЧ-электронике, о чем речь пойдет ниже.

10. Для полноты изложения рассмотрим еще высокочастотные излучаемые волны системы с диэлектрической проницаемостью (1). Очевидно, что это обычные объемные волны, излучаемые из системы через одну, или обе границы слоя. Вещественная часть частоты этих волн ω' определяется из соотношения $k_{x0}^2 = q_n^2 \pi^2 / L_0^2$, где $q_n \sim n = 1, 2, \dots$. Приведенное соотношение означает, что в слое $0 < x < L_0$ устанавливается квазистоячая электромагнитная волна, т.е. суперпозиция встречных волн с разными амплитудами. Для мнимой части частоты можно использовать оценку $\omega'' \sim -V_g / L_0$, где $V_g = (dk_{x0} / d\omega)_{\omega=\omega'}$ – групповая скорость. При уменьшении толщины слоя L_0 де-

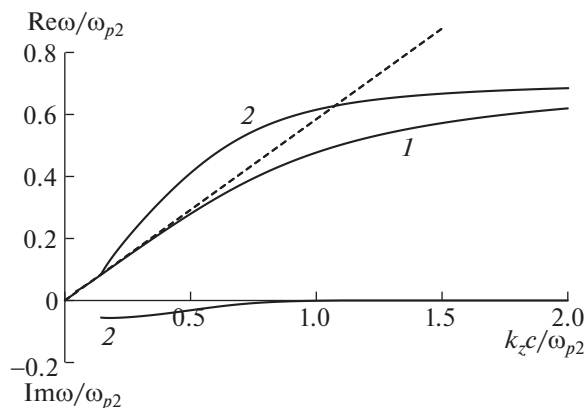


Рис. 8. Дисперсионные кривые поверхностной волны системы диэлектрик–вакуум–плазма: 1 – вакуумный слой малой толщины ($\omega_{p2} L_0 / c = 0.3$); 2 – вакуумный слой большой толщины ($\omega_{p2} L_0 / c = 3$).

кремент затухания $|\omega''|$ растет и последняя оценка становится не пригодной.

В качестве примера рассмотрим излучаемые волны в системе вакуум–плазма–плазма. Предыдущие две оценки для частоты дают

$$\begin{aligned} \omega' &= \sqrt{\omega_{p0}^2 + q_n^2 \pi^2 c^2 / L_0^2 + k_z^2 c^2}, \\ \omega'' / \omega' &\sim -q_n \pi (c / L_0 \omega')^2. \end{aligned} \quad (36)$$

На рис. 9 представлены комплексные дисперсионные кривые высокочастотных излучаемых волн, полученные численным решением дисперсионного уравнения (22) для системы с теми же параметрами, что в случае рис. 5, но $\omega_{p1} L_0 / c = 10$. Увеличение толщины слоя по сравнению с предыдущими расчетами обусловлено стремлением к уменьшению декремента затухания волн. Рассмотрены четыре моды $n = 1, 2, 3$ и 4. Чем больше номер n , тем выше частота и больше декремент затухания.

На рис. 10 представлены пространственные распределения полей первой и третьей излучаемых объемных мод. Хорошо виден объемный и квазистоячий характер распределения полей внутри слоя. Излучаются волны в область $x < 0$.

11. В заключение остановимся на упоминавшейся выше возможности использования слоистых плазменно-диэлектрических систем при разработке новых перспективных электродинамических систем плазменной СВЧ-электроники. Напомним, что в плазменной СВЧ-электронике в качестве электродинамических систем применяются отрезки плазменных волноводов с излучателем на одном из торцов [3–5]. В успешно реализованных на сегодняшний день плазменных излучателях (усилителях и генераторах) используют

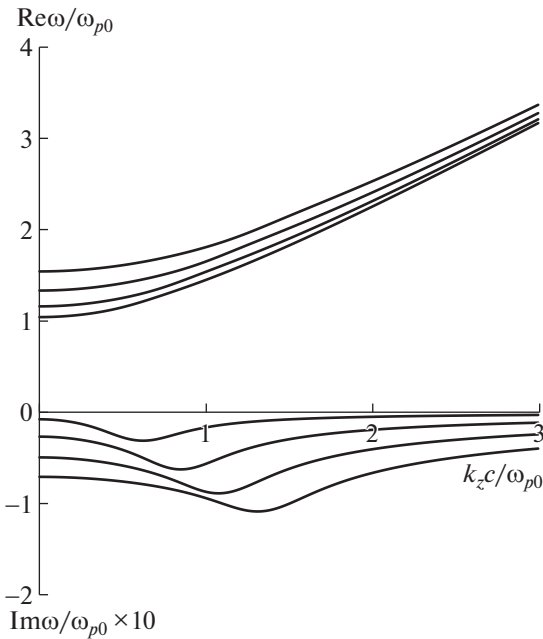


Рис. 9. Комплексные дисперсионные кривые излучаемых объемных волн в системе вакуум–плазма–плазма.

замагниченную плазму трубчатой геометрии. Работают такие излучатели в СВЧ-диапазоне, т.е. на частотах ω порядка 10^{10} рад/с. Отличительной особенностью плазменных излучателей является то, что их рабочая частота сопоставима с электронной ленгмюровской частотой плазменного заполнения, т.е. $\omega_p \sim \alpha \times 10^{10}$ рад/с, где α – несколько единиц.

В настоящее время обсуждается возможность создания плазменных излучателей существенно более высокочастотного диапазона – субтерагерцового и даже терагерцового диапазонов, т.е. $\omega \sim 10^{11}$ рад/с и больше. Фактически речь идет о новом направлении – плазменной терагерцовой электронике. Повышение рабочей частоты неизбежно влечет использование более плотной плазмы, что приводит к существенным трудностям. Действительно, плотную плазму намагнитить сложно, поскольку требует создания очень сильного внешнего магнитного поля в достаточно большом объеме плазменного волновода. Поэтому приходится исходить из того, что плазма будет незамагниченной. Но в незамагниченной плазме пригодными для черенковского возбуждения электронным пучком являются только поверхностные волны⁷, чем и обусловлены основные

⁷ Потенциальные объемные ленгмюровские волны, запертые в объеме плазмы вообще не обсуждаются – их может быть и можно возбудить, но излучить из плазмы нельзя.

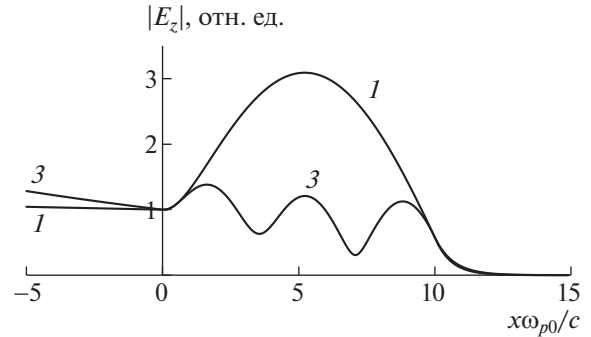


Рис. 10. Модули компоненты поля E_z излучаемых объемных волн в системе вакуум–плазма–плазма, пространственные моды с $n = 1$ и $n = 3$.

трудности. Во-первых, поле поверхностных волн спадает при удалении от границы плазмы, причем тем сильнее, чем выше частота. То, что поле спадает вглубь плазмы даже хорошо, но его спадание в не плазменную область приводит к резкому уменьшению эффективности взаимодействия пучка с волной, что крайне плохо⁸. Во-вторых, волну, поле которой прижато к границе плазмы невозможно эффективно излучить через торец волновода. Для преодоления указанных трудностей можно использовать волноводы со слоистым плазменно-диэлектрическим заполнением.

Рассмотрим круглый волновод радиуса R со следующим слоистым заполнением:

$$\epsilon(r) = \begin{cases} \epsilon_p = 1 - \omega_p^2/\omega^2, & 0 < r < r_1, \\ 1, & r_1 < r < r_2, \\ \epsilon_0 > 1, & r_2 < r < R. \end{cases} \quad (37)$$

Такая система мало отличается от рассмотренной нами выше системы диэлектрик–вакуум–плазма (схема Отто). Действительно, в интересующем нас коротковолновом диапазоне ($c/\omega \ll r_1$) различия между плоской и цилиндрической геометриями несущественны. Более того, при $\omega < \omega_p$ глубина проникновения поля в плазму мала, поэтому особая точка $r = 0$ никак не сказывается. При конечном значении R , волны системы (37) перпендикулярно оси z не излучаются, поэтому интересная для нас волна этой системы излучаемой поверхностной волной не является: она будет таковой только в пределе $R \rightarrow \infty$. Однако и это не совсем так: в сильноточной плазменной электронике для уменьшения добротности электродинамической системы границу $r = R$ покрывают слоем поглотителя, что приводит к отличному от ну-

⁸ В случае замагниченной плазмы возбуждается непотенциальная объемная ленгмюровская волна плазмы, поле которой также спадает в не плазменную область, но при более низких частотах это не существенно.

ля потоку мощности через боковую поверхность [19].

Поле в системе (37) определяется формулами (это решение уравнения (3) в цилиндрических координатах)

$$E(r) = \begin{cases} AI_0(\chi_p r), & r < r_1, \\ BI_0(\chi r) + CK_0(\chi r), & r_1 < r < r_2, \\ DF_0(\chi_0 r), & r_2 < r < R, \end{cases} \quad (38)$$

где

$$F_0(\chi_0 r) = K_0(\chi_0 r)I_0(\chi_0 R) - I_0(\chi_0 r)K_0(\chi_0 R),$$

$$\chi_p^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p, \quad \chi^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (39)$$

$$\chi_0^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0,$$

а $I_0(x)$ и $K_0(x)$ – функции Инфеляда и Макдональда. Для получения дисперсионного уравнения и формул для постоянных коэффициентов в выражении (38) следует использовать граничные условия, которые отличаются от условий (6) только заменой x на r . Подставляя (38) в граничные условия, имеем следующую систему уравнений:

$$AI_0(\chi_p r_1) = BI_0(\chi r_1) + CK_0(\chi r_1),$$

$$A \frac{\epsilon_p}{\chi_p} I_1(\chi_p r_1) = \frac{1}{\chi} [BI_1(\chi r_1) - CK_1(\chi r_1)], \quad (40)$$

$$BI_0(\chi r_2) + CK_0(\chi r_2) = DF_0(\chi_0 r_2),$$

$$\frac{1}{\chi} [BI_1(\chi r_2) - CK_1(\chi r_2)] = \frac{\epsilon_0}{\chi_0} DF_1(\chi_0 r_2),$$

где

$$F_1(\chi_0 r) = -K_1(\chi_0 r)I_0(\chi_0 R) - I_1(\chi_0 r)K_0(\chi_0 R). \quad (41)$$

Искомое дисперсионное уравнение получается приравнованием определителя системы (40) нулю. Полагая $A = 1$, из первых трех уравнений системы определяем коэффициенты B , C и D . Мы не будем приводить здесь все эти выражения из-за их громоздкости. Приведем только результаты предварительных расчетов. Не вторгаясь сразу в терагерцовую область, рассмотрим пока только возможность увеличения на порядок плазменной частоты и частоты излучения по сравнению с действующими в настоящее время плазменными излучателями. Положим $\omega_p = 10^{12}$ рад/с, $R = 2$ см, $r_1 = 1.3$ см, $r_2 = 1.5$ и $\epsilon_0 = 2$. На рис. 11 представлены дисперсионные кривые $\omega(k_z)$ цилиндрического плазменно-диэлектрического волновода с заполнением (37). Штрихпунктирной линией показана прямая $\omega = k_z c$, а штриховой линией (сливается с нижней дисперсионной кривой) – прямая $\omega = k_z c / \sqrt{\epsilon_0}$.

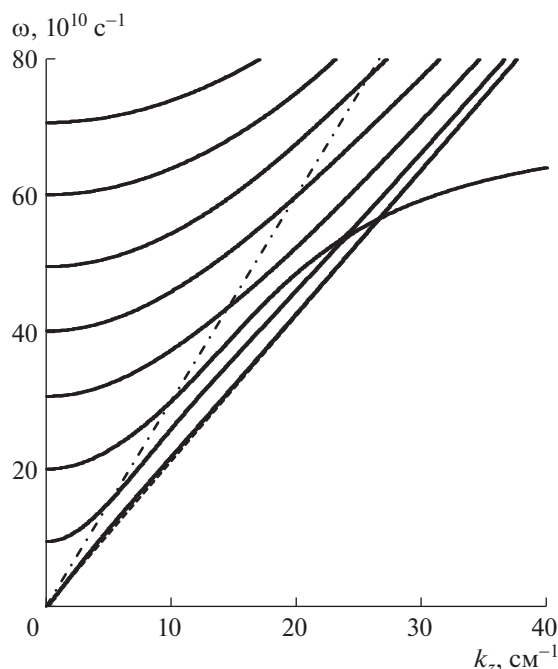


Рис. 11. Электромагнитные волны плазменно-диэлектрического волновода.

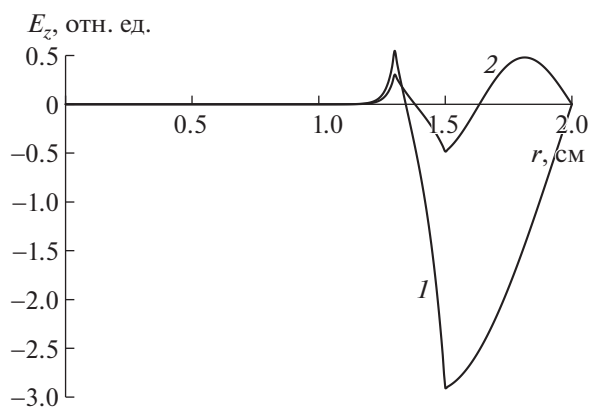


Рис. 12. Структуры поля электромагнитных волн плазменно-диэлектрического волновода.

Структуры компоненты напряженности электрического поля $E_z(r)$ первых двух (по возрастанию частоты $\omega = 36.6 \times 10^{10}$ рад/с (кривая 1) и $\omega = 40.4 \times 10^{10}$ рад/с (кривая 2) при $k_z = 17$ см⁻¹) радиальных мод волновода приведены на рис. 12.

Заметим, что в волноводе с диэлектрической вставкой замедленные электромагнитные волны имеются и без плазмы, в чем несложно убедиться, проведя расчеты по системе (40) и формуле (38)

при $\omega_p = 0$. Может возникнуть вопрос: а зачем вообще нужна плазма? Ее роль двоякая. Во-первых, плазма нейтрализует статический заряд пучка [20], что позволяет использовать в терагерцовой плазменной электронике сильноточные электронные пучки. Во-вторых, как видно из рис. 12, плазма фактически полностью экранирует электромагнитное поле в области $r < r_1$. В вакуумной области поле достаточно большое, там и следует пропускать электронный пучок. Самое большое поле локализовано в области $r_2 < r < R$, что крайне выгодно для эффективного излучения энергии из плазменно-диэлектрического волновода. Например, в качестве излучателя можно взять коаксиальный волновод с радиусами r_2 и R . Если бы в области $r < r_1$ поле было значительным, согласовать волновод с излучателем было бы значительно труднее.

12. В работе рассмотрены поверхностные волны в слоистых структурах, состоящих из трех областей с различным характером частотной дисперсии. А именно, структуры диэлектрик–плазма–вакуум, вакуум–плазма–плазма и диэлектрик–вакуум–плазма. В первых двух структурах на каждой из границ раздела имеется своя поверхностная волна, убывающая при удалении от этой границы в обе стороны. Наличие второй границы приводит к модификации поверхностной волны. В некоторых случаях эта поверхностная волна перестает быть поверхностной в третьей среде (не образующей границу раздела для рассматриваемой поверхностной волны). То есть она распространяется вглубь, унося с собой энергию, и таким образом затухает. В случае затухания волны во времени, граничное условие на бесконечности в этой третьей среде (условие излучения) формулируется в виде уходящей на бесконечность, распространяющейся волны или, что тоже самое, нарастающей на бесконечности. Последний факт определяется запаздыванием возмущений при распространении, т.е. дальше ушедшие возмущения были испущены раньше, когда амплитуда затухающей волны была выше. При этом в другой полубесконечной среде (образующей границу раздела для рассматриваемой поверхностной волны) условие излучения для слабозатухающей поверхностной волны остается традиционным – убывание возмущений на бесконечности. Из двух поверхностных волн (по одной на каждую границу раздела) одна оказывается излучаемой (в некоторой области волновых чисел) в одну из сред и затухающей даже в недиссипативной системе. Другая – остается близкой к традиционной поверхностной волне на границе раздела двух полубесконечных сред. Учет диссипации приводит к дополнительному затуханию поверхностной волны.

Структура диэлектрик–вакуум–плазма имеет особенность, связанную с отсутствием на границе диэлектрик–вакуум поверхностной волны. Дисперсионная зависимость поверхностной волны на границе вакуум–плазма различается в зависимости от толщины вакуумного слоя. Для достаточно тонкого вакуумного слоя дисперсионная кривая аналогична дисперсионной кривой поверхностной волны границы раздела диэлектрик–плазма. Начиная с некоторой толщины вакуумного слоя, поверхностная волна границы вакуум–плазма имеет область волновых чисел, когда она излучается в диэлектрик и становится затухающей. При этом в длинноволновой области дисперсионное уравнение вообще не имеет решения в виде поверхностной волны.

Для всех случаев проанализированы возможности возбуждения поверхностных волн слоистой структуры электронным пучком. Указано, какие поверхностные волны будут возбуждаться наиболее эффективно. Показана перспективность использования поверхностных волн плазменно-диэлектрических волноводов в плазменной СВЧ-электронике при освоении субтерагерцовых и терагерцовых частотных диапазонов. Детальному исследованию применения излучаемых поверхностных волн в плазменной СВЧ-электронике и их возбуждению прямолинейными электронными пучками мы предполагаем посвятить отдельную работу, в которой, в частности, будут определены инкременты развития черенковских пучковых неустойчивостей в слоистых плазменно-диэлектрических структурах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00625.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическая энциклопедия. Т. 3. М.: Советская энциклопедия, 1988.
2. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // Тр. Ин-та общей физики им. А.М. Прохорова. Т. 72. М., 2016. С. 3.
3. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: ЛЕНАНД, 2018.
4. Карташов И.Н., Кузелев М.В., Стрелков П.С., Тараканов В.П. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 250.
5. Vuleyko A.B., Ponomarev A.V., Loza O.T., Ul'yanov D.K. // Phys. Wave Phenomena. 2019. V. 27. P. 257.
6. Красильников М.А., Кузелев М.В., Панин В.А., Филиппычев Д.С. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 1061.
7. Поверхностные поляритоны: Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Ред. Агранович В.М., Миллс Д.Л. М.: Наука, 1985.
8. Майер С.А. Плазмоника: Теория и приложения. М.: R&C Dynamics, 2011.

9. *Климов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
10. *Карташов И.Н., Кузелев М.В.* // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. С. 355.
11. *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.
12. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
13. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
14. *Федорченко А.М., Коцаренко Н.Я.* Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. М.: Наука, 1981.
15. *Kretschmann E.* // Z. Physik. 1971. V. 241. P. 313.
16. *Otto A.* // Z. Physik. 1962. V. 216. P. 398.
17. *Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Рухадзе А.А.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1149.
18. *Баженова Т.В., Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В.* // Теплофизика высоких температур. 2007. Т. 44. С. 580.
19. *Стрелков П.С., Тараканов В.П., Диас Михайлова Д.Е.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 335.
20. *Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г.* Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: ЛЕНАНД, 2016.