

УДК 533.9

КИНЕТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ДВИЖУЩЕГОСЯ НАД АНИЗОТРОПНО ПРОВОДЯЩЕЙ ГРАНИЦЕЙ МЕТАМАТЕРИАЛА

Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко

*Институт радиофизики и электроники имени А.Я. Усикова НАН Украины,
Харьков, Украина*

E-mail: yuriyaverkov@gmail.com

Теоретически исследована кинетическая неустойчивость электронного пучка, движущегося в вакууме над границей диэлектрика, на которой расположен периодический одномерный массив идеально проводящих проволок. Расстояние между проволоками и их диаметр много меньше длины поверхностной волны. Показано, что в результате неустойчивости возбуждаются косые поверхностные электромагнитные волны. Получено выражение для инкремента (декремента) неустойчивости. Установлено, что наибольший инкремент неустойчивости соответствует косым поверхностным волнам, распространяющимся под некоторым определенным углом к проволокам.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) в искусственно созданных структурах (метаматериалах). Это объясняется широким использованием таких материалов в современных электронных устройствах [1-4].

Поверхностные электромагнитные возмущения, возникающие в результате взаимодействия электромагнитных полей ТМ-типа с колебаниями приповерхностной электронной плазмы проводника, получили название поверхностных плазмон-поляритонов. Особое внимание уделяется исследованию поверхностных плазмон-поляритонов в терагерцовой (ТГц) области спектра, распространяющихся над металлическими поверхностями с периодическими неровностями. В работах [5-9] было показано, что такие ПЭВ могут распространяться на значительные расстояния (1...2 см) вдоль идеально проводящих (металлических) поверхностей с периодическими неровностями и остаются при этом хорошо локализованными. Поскольку период неровностей много меньше длины поверхностной волны, то такие структуры также относятся к метаматериалам. Изменяя конструктивные параметры такого метаматериала, можно изменять дисперсионные характеристики поддерживаемых им ПЭВ.

В работе [10] была показана возможность существования косых ПЭВ, распространяющихся вдоль границы раздела сред вакуум-диэлектрик, на которой расположен одномерный массив идеально проводящих проволок. Период проволок, как и их диаметр, полагался много меньше длины поверхностной волны. В работе [11] было получено дисперсионное соотношение исследованных в [10] косых поверхностных волн в ТГц-диапазоне частот с учетом конечных потерь в проволоках.

Целью данной работы является исследование возможности возбуждения описанных в работе [10]

косых поверхностных волн в ТГц-области спектра в результате эффекта пучковой неустойчивости с учетом конечной температуры электронов пучка.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ОДНОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ НА ИЗЛУЧЕНИЕ КОСЫХ ПЭВ

Пусть нерелятивистский квазинейтральный плазменный поток занимает полупространство $y < 0$ (среда 1) и движется вдоль оси x со скоростью $v_0 \ll c$ (где c – скорость света в вакууме) (Рис.1).

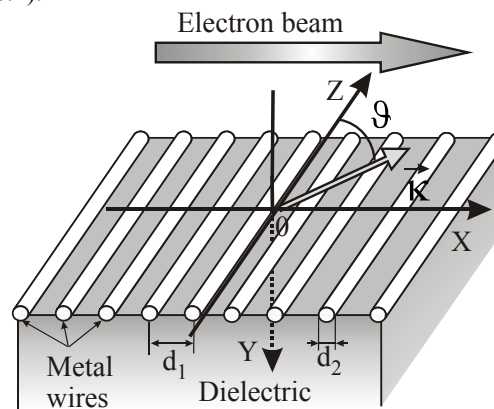


Рис.1. Геометрия системы

Выбранная модель полубесконечного плазменного потока оправдана тем, что его толщина d_0 значительно превышает длину возбуждаемых поверхностных волн ($\lambda \approx 10^{-5}$ м). Возмущения движения ионов, обеспечивающих зарядовую нейтрализацию плазмы, учитывать не будем. В дальнейшем такой поток будем рассматривать как пучок электронов, движущийся со скоростью v_0 в однородном ионном фоне. Диэлектрик занимает полупространство $y > 0$ (среда 2). На границе раздела сред $y = 0$ расположен бесконечный одномерный массив идеально проводящих па-

раллельных проволок (например, металлических). Расстояние между проволоками d_1 и их диаметр d_2 значительно меньше длины поверхностной электромагнитной волны λ . Вследствие условия $d_1, d_2 \ll \lambda$ границу раздела $y=0$ можно считать однородной поверхностью с анизотропными проводящими свойствами.

Рассмотрим сначала потери энергии одного электрона на возбуждение ПЭВ (см. также [12]). Пусть этот электрон движется в вакууме вдоль оси x со скоростью v_0 на расстоянии h от границы $y=0$. Ток электрона запишется в виде

$$j_x^e(\vec{r}, t) = ev_0 \delta(x - v_0 t) \delta(y + h) \delta(z), \quad (1)$$

где e – заряд электрона, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Поля в среде 1 описываются следующими уравнениями:

$$\text{rot} \vec{E}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}_1}{\partial t}, \quad \text{rot} \vec{H}_1 = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^e(\vec{r}, t), \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{H}_1 = 0, \quad \text{div} \vec{E}_1 = 4\pi \rho(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где e – заряд электрона, $\rho(\vec{r}, t) = j_x^e(\vec{r}, t)/v_0$ – плотность заряда электрона. Поля в среде 2 удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\text{rot} \vec{E}_2 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}_2}{\partial t}, \quad \text{rot} \vec{H}_2 = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\text{div} \vec{H}_2 = 0, \quad \text{div} \vec{E}_2 = 0, \quad (5)$$

где ε – диэлектрическая постоянная среды 2. Собственные поля электрона \vec{E}^e, \vec{H}^e и поля излучения \vec{E}^r, \vec{H}^r представим в виде следующих интегралов Фурье:

$$\vec{E}^e = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}^e(\vec{q}^e, \omega) \exp[i(\vec{q}^e \vec{r} - \omega t)] d\vec{q}^e d\omega, \quad (6)$$

$$\vec{E}_\ell^r = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_\ell^r(\vec{k}, \omega) \exp[i(\vec{k} \vec{\rho} + q_{y\ell} y - \omega t)] d\vec{k} d\omega, \quad (7)$$

где $\ell=1,2$ – номер среды; $\vec{k} = (q_x, q_z)$ – волновой вектор поверхностной волны в плоскости xz ; $\vec{\rho} = (x, z)$ – радиус-вектор в плоскости (x, z) ; $\vec{q}^e = (q_x, q_y, q_z)$,

$$q_{y1} = -i\sqrt{\kappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}, \quad q_{y2} = i\sqrt{\kappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \varepsilon. \quad (8)$$

Из уравнений Максвелла получаем следующие выражения для полей, создаваемых электроном [13]:

$$\vec{E}^e(\vec{q}^e, \omega) = 4\pi i \frac{\omega \vec{v}_0 / c^2 - \vec{q}^e}{(q^e)^2 - \omega^2 / c^2} \rho(\vec{q}^e, \omega); \quad (9)$$

$$\rho(\vec{q}^e, \omega) = \frac{e}{(2\pi)^3} \exp(iq_y h) \delta(q_x v_0 - \omega); \quad (10)$$

$$\vec{H}^e(\vec{q}^e, \omega) = \frac{1}{c} [\vec{v}_0, \vec{E}^e(\vec{q}^e, \omega)]. \quad (11)$$

Поля излучения \vec{E}^r, \vec{H}^r электрона в области $y < 0$ представим в виде суперпозиции полей ТМ- и ТЕ-поляризации. Полям ТМ-поляризации (или Е-поляризации) соответствуют компоненты:

$$(E_{x1}^{(E)}, E_{y1}^{(E)}, E_{z1}^{(E)}), (H_{x1}^{(E)}, 0, H_{z1}^{(E)}). \quad (12)$$

Полям ТЕ-поляризации (или Н-поляризации) соответствуют компоненты:

$$(E_{x1}^{(H)}, 0, E_{z1}^{(H)}), (H_{x1}^{(H)}, H_{y1}^{(H)}, H_{z1}^{(H)}). \quad (13)$$

Выражения для компонент ТМ- и ТЕ-полей можно получить из однородных уравнений Максвелла (2) и (3). Соответствующие выражения приведены в работе [11]. Полные поля в области $y < 0$ представляют собой суперпозицию полей электрона (9)-(11) и полей излучения ТМ- и ТЕ-типов.

Вследствие идеальной проводимости проволок на границе $y=0$ компонента электрического поля E_{z2} равна нулю всюду в области $y > 0$. Это означает, что поле поверхностной волны в области диэлектрика будет иметь следующие компоненты:

$$(E_{x2}, E_{y2}, 0), (H_{x2}, H_{y2}, H_{z2}). \quad (14)$$

Из уравнений Максвелла (4) и (5) получаем следующие выражения для компонент полей поверхностной волны в диэлектрике:

$$E_{y2}(\vec{k}, \omega) = -\frac{q_x}{q_{y2}} E_{x2}(\vec{k}, \omega); \quad (15)$$

$$H_{x2}(\vec{k}, \omega) = \frac{cq_x q_z}{\omega q_{y2}} E_{x2}(\vec{k}, \omega); \quad (16)$$

$$H_{y2}(\vec{k}, \omega) = \frac{cq_z}{\omega} E_{x2}(\vec{k}, \omega); \quad (17)$$

$$H_{z2}(\vec{k}, \omega) = -\frac{c(q_x^2 + q_{y2}^2)}{\omega q_{y2}} E_{x2}(\vec{k}, \omega). \quad (18)$$

Граничные условия при $y=0$ имеют вид:

$$E_x^e(0) + E_{x1}^{(E)}(0) + E_{x1}^{(H)}(0) = E_{x2}(0); \quad (19)$$

$$E_z^e(0) + E_{z1}^{(E)}(0) + E_{z1}^{(H)}(0) = 0; \quad (20)$$

$$H_z^e(0) + H_{z1}^{(E)}(0) + H_{z1}^{(H)}(0) = H_{z2}(0). \quad (21)$$

Заметим, что нормальная компонента электрической индукции $D_{y\ell}$ и тангенциальная компонента напряженности магнитного поля $H_{z\ell}$ испытывают скачок при $y=0$, связанный с возникновением токов в проволоках (см. [11]). Из граничных условий (19)-(21) получим следующее выражение для результирующей x -компоненты электрического поля излучения в области $y < 0$:

$$E_{x1}^r(\vec{k}, \omega) = E_{x1}^{(E)}(\vec{k}, \omega) + E_{x1}^{(H)}(\vec{k}, \omega) = \frac{e\omega\beta}{\pi c \Delta(\vec{k}, \omega)} \exp(-\xi_1 h) \delta(\omega - q_x v_0) - E_{x1}^e(\vec{k}, \omega), \quad (22)$$

где $\beta = v_0/c$; $\xi_1 = \sqrt{\kappa^2 - \omega^2/c^2}$; $\Delta(\vec{k}, \omega) = 0$ – дисперсионное соотношение возбуждаемых ПЭВ,

$$\Delta(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{k_{y1}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} - q_z^2 \right) - \frac{1}{k_{y2}} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - q_z^2 \right). \quad (23)$$

Поскольку $\text{Im}(k_{y1}) < 0$, а $\text{Im}(k_{y2}) > 0$, то из (23) получаем условие для q_z^2 , при котором возможно распространение исследуемых ПЭВ:

$$\frac{\omega^2}{c^2} < q_z^2 < \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon. \quad (24)$$

Условие (24) означает, что поверхностные волны могут распространяться лишь под косыми углами к проволокам. Решения дисперсионного соотношения $\Delta(\vec{k}, \omega) = 0$ имеют вид:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{c^2 \kappa^2}{2\varepsilon} \left[\varepsilon + 1 \pm \sqrt{(\varepsilon - 1)^2 + 4\varepsilon \sin^4 \mathcal{G}} \right], \quad (25)$$

где $\tan^2 \mathcal{G} = q_x^2 / q_z^2$. Анализ выражения (25) показывает, что физический смысл имеет лишь корень ω_-^2 (см. [11]). Найдем работу, производимую полем излучения над электроном в единицу времени, по формуле [14]:

$$\frac{d}{dt} \frac{m_0 v_0^2}{2} = e v_0 E'_{x1}(x = v_0 t, y = -h, z = 0), \quad (26)$$

где m_0 – масса свободного электрона. Подставив (1), (22) в (7) и выполнив интегрирование по $d\omega$ с учетом полюса подынтегрального выражения, из (26) получим

$$\frac{d}{dt} \frac{m_0 v_0^2}{2} = \frac{2e^2 v_0^2 c^2}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} dq_x dq_z \delta(q_x v_0 - \omega_-) \times \exp(-2\xi_1 h) \frac{\xi_1 \xi_2 (\xi_1 \xi_2 + q_x^2)}{(\xi_1 + \xi_2)(\omega_-^2 - \omega_+^2)}, \quad (27)$$

где $\xi_2 = \sqrt{\kappa^2 - \varepsilon \omega^2 / c^2}$.

3. РАСЧЕТ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА ГАМИЛЬТониАНА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ С КОСОЙ ПЭВ

Найдем матричный элемент гамильтониана взаимодействия тока электрона с полем ПЭВ, воспользовавшись так называемым энергетическим подходом [14]. Суть такого подхода заключается в представлении энергии поля ПЭВ в виде суммы квантов $\hbar \omega_{\vec{q}}$ элементарных поверхностных возмущений (поверхностных плазмонов), изменение числа $N_{\vec{q}}$ которых описывается соответствующим кинетическим уравнением. Известно, что изменение энергии электромагнитного поля поверхностных плазмонов равно мощности потерь сторонних токов, взятой с противоположным знаком [15]:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^0 dy \int_{-\infty}^{\infty} dx dz \left(\vec{E}_1 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} + \vec{H}_1 \frac{\partial \vec{H}_1}{\partial t} \right) + \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx dz \left(\vec{E}_2 \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t} + \vec{H}_2 \frac{\partial \vec{H}_2}{\partial t} \right) = - \frac{d}{dt} \frac{m_0 v_0^2}{2}. \quad (28)$$

Далее полагаем, что

$$- \frac{d}{dt} \frac{m_0 v_0^2}{2} = \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{\vec{q}} \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t}, \quad (29)$$

где $N_{\vec{q}}$ удовлетворяет следующему кинетическому уравнению:

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}_1, \vec{k}_2} |W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2}|^2 \delta(\Theta_1 - \Theta_2 - \hbar \omega_{\vec{q}}) \times \left[(N_{\vec{q}} + 1) n_{\vec{k}_1} (1 - n_{\vec{k}_2}) - N_{\vec{q}} n_{\vec{k}_2} (1 - n_{\vec{k}_1}) \right], \quad (30)$$

где \hbar – постоянная Планка; $\omega_{\vec{q}}$ – частота поверх-

ностного плазмона с волновым вектором \vec{q} ; $n_{\vec{k}_j} = (0, 1)$ – число электронов в состоянии \vec{k}_j ; $\Theta_j = \hbar^2 k_j^2 / (2m_0)$ – энергия электронов в состоянии \vec{k}_j ; $W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2}$ – матричный элемент гамильтониана электрон-плазмонного взаимодействия. При спонтанном излучении электрона имеем:

$$N_{\vec{q}} \rightarrow 0, \quad n_{\vec{k}_2} \rightarrow 0, \quad n_{\vec{k}_1} \rightarrow 1. \quad (31)$$

При $m_0 v_0 \gg \hbar q_x$ закон сохранения энергии в выражении (30) можно переписать в виде

$$\delta(\Theta_1 - \Theta_2 - \hbar \omega_{\vec{q}}) \approx \frac{1}{\hbar} \delta(q_x v_0 - \omega_{\vec{q}}). \quad (32)$$

Из (27)-(32) получим следующее выражение для $|W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2}|^2$:

$$|W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2}|^2 = - \frac{4\pi \hbar e^2 v_0^2 c^2}{S_{xz} \varepsilon \omega_-} \exp(-2\xi_1 h) \times \frac{\xi_1 \xi_2 (\xi_1 \xi_2 + q_x^2)}{(\xi_1 + \xi_2)(\omega_-^2 - \omega_+^2)}, \quad (33)$$

где S_{xz} – площадь системы в плоскости xz . В дальнейшем полагаем, что $\xi_1 h \ll 1$.

4. РАСЧЕТ ИНКРЕМЕНТА (ДЕКРЕМЕНТА) НЕУСТОЙЧИВОСТИ КОСОЙ ПЭВ

Получим выражение для инкремента (декремента) неустойчивости поверхностных плазмонов при распространении над проволоками электронного пучка с конечной температурой электронов T (выраженной в энергетических единицах). Поскольку распределение электронов по энергиям в пучке является невырожденным ($n_{\vec{k}} \ll 1$), а их излучение – индуцированным ($N_{\vec{q}} \gg 1$), то с учетом малости импульса поверхностного плазмона по сравнению с импульсом электрона ($p_x \gg \hbar q_x$, $T \gg \hbar \omega_{\vec{q}}$) выражение для инкремента (декремента) неустойчивости запишется в виде [14]:

$$\gamma^{\kappa} = \frac{1}{N_{\vec{q}}} \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{2\pi L_y S_{xz}}{\hbar} \times \int d\vec{p} |W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2}|^2 \delta\left(p_x - \frac{\omega_{\vec{q}}}{q_x}\right) \frac{\partial f_0(\vec{p})}{\partial p_x}, \quad (34)$$

где L_y – размер системы в направлении оси y , а $f_0(\vec{p})$ – стационарная функция распределения электронов в пучке. Выберем в качестве $f_0(\vec{p})$ распределение Максвелла для макропотока:

$$f_0(\vec{p}) = \frac{n_0}{(2\pi m_0 T)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(p_x - p_0)^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m_0 T}\right], \quad (35)$$

где n_0 – равновесная концентрация электронов пучка, $p_0 = m_0 v_0$ – импульс направленного движения потока. Заметим, что функция распределения (35) имеет такой же вид, как и для безграничной плазмы.

Это справедливо при условии зеркального отражения электронов от границы раздела двух сред [15].

Подстановка выражения (33), в котором v_0 заменяется на p_x/m_0 , в (34) дает

$$\gamma^K = \sqrt{2\pi} m_0^{3/2} \omega_B^2 L_y \left(v_0 - \frac{\omega}{q_x} \right) \times \frac{\omega \xi_1 \xi_2 (\xi_1 \xi_2 + q_x^2) \exp \left[-\frac{m_0}{2T} \left(v_0 - \frac{\omega}{q_x} \right)^2 \right]}{T^{3/2} \kappa^2 q_x^2 (\xi_1 + \xi_2) \sqrt{(\varepsilon - 1)^2 + 4\varepsilon \sin^4 \vartheta}}, \quad (36)$$

где $L_y \cong 1/\kappa$, $\omega_B = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_0}$ – ленгмюровская частота электронов пучка. Здесь и в дальнейшем будем рассматривать только решение ω_- и опускать индекс “-” при ω . Для численного анализа выражения (36) введем следующие безразмерные величины:

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{c\kappa}, \quad \bar{\xi}_1 = \frac{\xi_1}{\kappa}, \quad \bar{\xi}_2 = \frac{\xi_2}{\kappa}, \quad (37)$$

$$\bar{v}_T = \frac{v_T}{c}, \quad \bar{\gamma}^K = \frac{\gamma^K}{\gamma^{HD}}, \quad (38)$$

где $v_T = \sqrt{T/m_0}$ – тепловая скорость электронов пучка,

$$\bar{\gamma}^K = \bar{\gamma}_0^K \left(\beta - \frac{\bar{\omega}}{\sin \vartheta} \right) \frac{\bar{\omega} \bar{\xi}_1 \bar{\xi}_2 (\bar{\xi}_1 \bar{\xi}_2 + \sin^2 \vartheta)}{\bar{v}_T^3 \sin^2 \vartheta (\bar{\xi}_1 + \bar{\xi}_2)} \times \frac{\exp \left[-\frac{1}{2\bar{v}_T^2} \left(\beta - \frac{\bar{\omega}}{\sin \vartheta} \right)^2 \right]}{\sqrt{(\varepsilon - 1)^2 + 4\varepsilon \sin^4 \vartheta}}, \quad (39)$$

$$\bar{\gamma}_0^K = \frac{\sqrt{2\pi} \omega_B^2}{\kappa c} \frac{1}{\gamma^{HD}}, \quad \gamma_{\max}^{HD} \cong \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\omega_B^2 \omega}{2\varepsilon} \right)^{1/3}, \quad (40)$$

γ_{\max}^{HD} – максимальный инкремент гидродинамической неустойчивости электронного пучка, движущегося над одномерным массивом идеально проводящих параллельных проволок, расположенных на поверхности диэлектрика (см. [11]). Частота в выражении для инкремента γ_{\max}^{HD} соответствует условию резонанса $\omega = q_x v_0$. Заметим, что величина $\bar{\omega}/\sin \vartheta$ в (39) имеет смысл проекции фазовой скорости поверхностной волны на ось x . Из (39) следует, что положение максимума зависимости $\bar{\gamma}^K(\vartheta)$ определяется скоростью пучка β , величиной ε и тепловой скоростью электронов \bar{v}_T . Плотность пучка n_0 и длина волны λ (или $\kappa = 2\pi/\lambda$) являются заданными величинами и определяют абсолютную величину γ^K .

На Рис.2 приведены зависимости $\bar{\gamma}^K(\vartheta)$ для границы электронный пучок–тефлон ($\varepsilon = 2.04$) для ряда значений T при $\beta = 0.1$.

Кривой 1 соответствует $T = 0.69 \cdot 10^{-20}$ Дж (500 К), кривой 2 – $T = 1.38 \cdot 10^{-20}$ Дж (1000 К), кривой 3 –

$T = 6.9 \cdot 10^{-20}$ Дж (5000 К). Видно, что угол $\vartheta_R \approx 82.97^\circ$ соответствует резонансу электронного пучка и косо́й поверхностной волны (точка R на Рис.2).

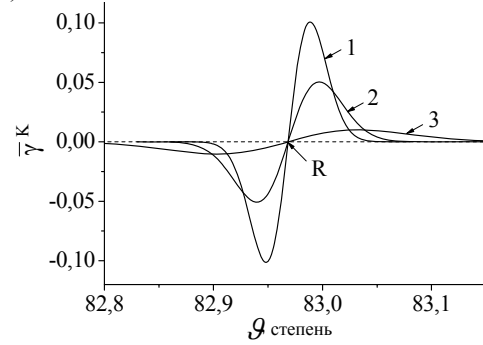


Рис.2. Зависимости инкремента (декремента) от угла распространения ϑ косо́й ПЭВ

Значение угла ϑ_R может быть найдено из условия резонанса $\omega = q_x v_0$ и закона дисперсии поверхностной волны (25). При $\varepsilon \beta^2 \ll 1$ получаем следующее приближенное выражение для ϑ_R [11]:

$$\vartheta_R = \frac{\pi}{2} - \beta \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{2}} + O(\beta^2). \quad (41)$$

Поверхностные волны, распространяющиеся под углами $\vartheta > \vartheta_R$, усиливаются электронным пучком. С ростом температуры пучка максимумы на зависимости $\bar{\gamma}^K(\vartheta)$ убывают по величине и смещаются в сторону возрастания угла ϑ . Например, при $n_0 \cong 10^{14} \text{ м}^{-3}$ и $\lambda = 10^{-5} \text{ м}$ ($\gamma_{\max}^{HD} \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$) максимуму кривой 1 на Рис. 2. соответствует значение $\gamma_{\max}^K \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\omega \approx 1.87 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_{\max}^K/\omega \approx 5.3 \cdot 10^{-5}$. Для выбранных параметров системы значения глубин проникновения ПЭВ в смежные среды $2\pi/\xi_1$ и $2\pi/\xi_2$ будут приблизительно равны λ . Следует отметить, что полученное выше выражение для инкремента (36) применимо, если (см. [16])

$$\gamma_{\max}^K \ll q_x(\vartheta_{\max}) v_T \cong \kappa v_T. \quad (42)$$

Поскольку $\gamma_{\max}^K \propto n_0/T^{3/2}$, то неравенство (42) выполняется, если тепловой разброс частиц пучка по скоростям достаточно велик, а плотность пучка мала. Для условия (42) при $n_0 \cong 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $T = 1.38 \cdot 10^{-20}$ Дж (1000 К), $\lambda = 10^{-5} \text{ м}$, $\beta = 0.1$, $\varepsilon = 2.04$ получаем следующую численную оценку:

$$\frac{\kappa v_T}{\gamma_{\max}^K} \cong 155, \quad \frac{\gamma_{\max}^K}{\gamma_{\max}^{HD}} \approx 0.05. \quad (43)$$

Оценка (43) свидетельствует о корректности выбранных выше параметров пучка. Условие (42) нарушается, например, при $n_0 \geq 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и $T = 1.38 \cdot 10^{-20}$ Дж (1000 К), либо при $n_0 \cong 10^{14} \text{ м}^{-3}$ и $T \leq 1.38 \cdot 10^{-22}$ Дж (≤ 10 К) при неизменных прочих параметрах системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследована

задача возбуждения косых поверхностных электромагнитных волн электронным пучком с конечной температурой электронов. Электронный пучок движется в вакууме над поверхностью диэлектрика, на которой расположен одномерный периодический массив идеально проводящих параллельных проволок. Расстояние между проволоками и их диаметр много меньше длины поверхностной волны. Получено выражение для инкремента (декремента) неустойчивости. Установлено, что наибольший инкремент неустойчивости соответствует косым поверхностным волнам, распространяющимся под некоторым определенным углом к проволокам. Значение этого угла зависит от величины диэлектрической постоянной подложки, температуры и скорости электронного пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Sandtke, L. Kuipers. Slow guided surface plasmons at telecom frequencies // *Nature Photonics*. 2007, v.1, №10, p.573-576.
2. C.R. Williams, S.R. Andrews, S.A. Maier, A.I. Fernandez-Dominguez, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces // *Nature Photonics*. 2008, v.2, №3, p.175-179.
3. В.В. Климов. Наноплазмоника // *Успехи физических наук*. 2008, т.178, №8, с.875-880.
4. С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус. Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах // *Успехи физических наук*. 2009, т.179, №9, с.1003-1007.
5. J.B. Pendry, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal. Mimicking surface plasmons with structured surfaces // *Science*. 2004, v.305, №5685, p.847-848.
6. F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, J.B. Pendry. Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2005, v.7, №2, p.S97-S101.
7. A.I. Fernandez-Dominguez, E. Moreno, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal. Guiding terahertz waves along subwavelength channels // *Physical Review B*. 2009, v.79, №23, p.233104(4).
8. D. Martin-Cano, M.L. Nesterov, A.I. Fernandez-Dominguez, F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, E. Moreno. Domino plasmons for subwavelength terahertz circuitry // *Optics Express*. 2010, v.18, №2, p.754-764.
9. И.В. Яковенко. Взаимодействие заряженных частиц с поверхностными волнами на периодически неровной идеально проводящей поверхности // *Радиофизика и электроника*. 1998, т.3, №1, с.7-11.
10. Л.Г. Нарышкина, М.Е. Герценштейн. Медленные волны в анизотропно-проводящей плоскости, лежащей на диэлектрике // *Известия вузов. Радиофизика*. 1967, т.10, №1, с.91-97.
11. Yu.O. Averkov, V.M. Yakovenko. Surface electromagnetic waves at an anisotropically conducting artificial interface // *Physical Review B*. 2010, v.81, №4, p.045427(7).
12. К.А. Барсуков, Л.Г. Нарышкина. Об излучении заряда, движущегося над плоской границей диэлектрика с анизотропной проводимостью // *Известия вузов. Радиофизика*. 1967, т.10, №4, с.509-517.
13. Г.М. Гарибян. К теории переходного излучения // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1957, т.33, №6, с.1403-1410.
14. Н.Н. Белецкий, В.М. Светличный, Д.Д. Халамейда, В.М. Яковенко. *Электромагнитные явления СВЧ-диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах*. Киев: "Наукова думка", 1991, с.216.
15. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. *Основы электродинамики плазмы*. М.: "Высшая школа", 1988, с.424.
16. А.И. Ахизер, И.А. Ахизер, Р.В. Половин, А.Г. Ситенко, К.Н. Степанов. *Электродинамика плазмы*. М.: «Наука», 1974, с.720.

Статья поступила в редакцию 28.05.2010 г.

KINETIC INSTABILITY OF AN ELECTRON BEAM PROPAGATING ABOVE AN ANISOTROPICALLY CONDUCTING BOUNDARY OF A METAMATERIAL

Yu.O. Averkov, V.M. Yakovenko

In this paper we present the theoretical analysis of the kinetic instability of an electron beam propagating in a vacuum above the flat dielectric surface in the case where the surface contains a one-dimensional array of perfectly conducting parallel thin wires. It was assumed that both the lattice constant of the array and the diameter of the wires are far less than the length of the surface waves. It has been shown that the oblique surface electromagnetic waves are excited due to the instability. The expression for the instability increment (decrement) has been derived. It has been demonstrated that the maximum instability increment corresponds to the oblique surface waves propagating at a certain angle with respect to the wires.

КІНЕТИЧНА НЕСТІЙКІСТЬ ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ЩО РУХАЄТЬСЯ НАД АНІЗОТРОПНО ПРОВІДНОЮ МЕЖЕЮ МЕТАМАТЕРІАЛА

Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко

Теоретично досліджена кінетична нестійкість електронного пучка, що рухається у вакуумі над межею діелектрика, на якій розташовано періодичний одновимірний масив ідеально провідних дрітків. Відстань між дротами та їх діаметр значно менше довжини поверхневої хвилі. Показано, що наслідком нестійкості є збудження косих поверхневих електромагнітних хвиль. Отримано вираз для інкремента (декремента) нестійкості. Встановлено, що найбільший інкремент нестійкості відповідає косим поверхневим хвилям, які розповсюджуються під певним кутом до дрітків.