

УДК 538.56:539.12

## ВЛИЯНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА НА СПЕКТР И ЭНЕРГИЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*К. А. Барсуков, Э. А. Беглоян, Э. М. Лазиев*

Исследуется возбуждение поверхностных электрических волн заряженной частицей, пересекающей под малым углом поверхность диэлектрика. Определены поля и энергия ПЭВ. Показано, что наложение тонких диэлектрических пленок на поверхность диэлектрика приводит к смещению спектра ПЭВ. Варьированием диэлектрической проницаемости и толщины пленки можно добиться смещения граничной частоты спектра ПЭВ в длинноволновую область спектра

Как известно, вдоль границы диэлектрической среды (с постоянной  $\epsilon < -1$ ) и вакуума возможно распространение поверхностных электрических волн ПЭВ [1]. Эти волны нашли широкое применение в связи с определением оптических констант металлов. Однако для многих веществ граничная частота возбуждения ПЭВ [3] попадает в ультрафиолетовую область спектра, что усложняет экспериментальные исследования. Так, для серебра длина, соответствующая граничной частоте,  $\lambda_{кр Ag} = 3350 \text{ \AA}$ , для алюминия  $\lambda_{кр Al} = 1500 \text{ \AA}$ .

Диэлектрическая среда ( $\epsilon = \epsilon_2$ ), находящаяся в контакте с поверхностью с  $\epsilon_3 < -1$ , приводит к смещению спектра ПЭВ в длинноволновую область спектра

$$\omega_{гр} = \omega_0 / \sqrt{1 + \epsilon_2}, \quad (1)$$

и уже при  $\epsilon_2 = 3$  для серебра граничная частота частотного спектра ПЭВ  $\lambda_{кр Ag} \simeq 5000 \text{ \AA}$ , что соответствует видимой части спектра (синяя область спектра). Поэтому слой вещества на поверхности диэлектрика позволяет смещать частотную область поверхностных волн в ту или другую сторону. Ясно, что слой вещества должен быть достаточно тонким, во всяком случае его толщина не должна превышать эффективную «толщину»  $h$  области, занимаемой поверхностной волной:

$$h \simeq (c\sqrt{|\epsilon_3| - 1}) / \omega.$$

Поверхностные волны возникают и в эксперименте по переходному излучению. Для их эффективной генерации заряд должен находиться во взаимодействии с полем ПЭВ достаточно продолжительное время. Это условие обеспечивается при наклонном падении заряда на поверхность диэлектрика [2].

Ниже исследуется возбуждение ПЭВ заряженной частицей, пересекающей под углом к поверхности неоднородную среду, состоящую из диэлектрической пластины ( $\epsilon = \epsilon_2$ ) и полубесконечной среды с  $\epsilon = \epsilon_3 < -1$ .

Пусть диэлектрическая пластина толщиной  $a$  с  $\epsilon = \epsilon_2$  помещена на границе среды с  $\epsilon = \epsilon_3$  ( $\epsilon_3 < -1$ ), совпадающей с плоскостью

$z = 0$ . За диэлектрической пластиной — среда с  $\epsilon = \epsilon_1$ . Частица с зарядом  $q$  и  $\mathbf{v} = \text{const}$  движется под углом  $\alpha$  к поверхности так, что

$$\mathbf{j} = q\mathbf{v}\delta(y)\delta(x-v_x t)\delta(z-v_z t), \quad (2)$$

где

$$\mathbf{v} = (v_x, 0, v_z).$$

В качестве вектора-потенциала используем  $E_z$ -составляющую поля излучения. Разложим  $\mathbf{j}$  и  $E_z$  в интегралы Фурье по  $\omega$  и  $k_x$ :

$$\mathbf{j} = \int \mathbf{j}_{\omega, k_x} \exp(ik_x x + i\omega t) dk_x d\omega, \quad (3)$$

$$E_z = \int E_{z, \omega, k_x} \exp(ik_x x + i\omega t) dk_x d\omega,$$

где

$$\mathbf{j}_{\omega, k_x} = \frac{q\mathbf{v}}{(2\pi)^2 v_z} \delta(y) \exp\left[-i(\omega + k_x v_x) \frac{z}{v_z}\right].$$

Поля излучения ПЭВ ищем в виде затухающих вдоль  $Oz$  волн:

$$\begin{aligned} E_{z, \omega, k_x}^I(z) &= E_{z, \omega, k_x}^I e^{-\kappa_i z} && \text{при } z > a, \\ E_{z, \omega, k_x}^{II}(z) &= E_{z, \omega, k_x}^{II(+)} e^{-\kappa_i z} + E_{z, \omega, k_x}^{II(-)} e^{\kappa_i z} && \text{при } 0 < z < a, \\ E_{z, \omega, k_x}^{III}(z) &= E_{z, \omega, k_x}^{III} e^{\kappa_i z} && \text{при } z < 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\kappa_i = \sqrt{k_x^2 - (\omega^2/c^2)\epsilon_i}$ ,  $i = 1, 2, 3$ .

С учетом граничных условий для полей излучения получаем

$$\begin{aligned} E_{z, \omega, k_x}^I(z) &= B \left[ \epsilon_1 \epsilon_2 \kappa_2 (\kappa_3 (k_x^2 + \gamma^2) + i\epsilon_2 \gamma (\omega^2/c^2)) \times \right. \\ &\times \left( \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{\alpha_1 \alpha_2} e^{-i\gamma a} \text{ch } \kappa_2 a + \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_3)}{\alpha_2 \alpha_3} \right) + \frac{\epsilon_1 (\epsilon_1 - \epsilon_2)}{\alpha_1 \alpha_2} e^{-i\gamma a} \times \\ &\times \left. (\epsilon_3 \kappa_2^2 (k_x^2 + \gamma^2) + i\gamma \epsilon_2^2 \kappa_3 (\omega^2/c^2)) \text{sh } \kappa_2 a \right] e^{\kappa_1 (a-z)}, \\ E_{z, \omega, k_x}^{II}(z) &= B \left[ (\epsilon_2 \kappa_3 \text{sh } \kappa_2 a + \epsilon_3 \kappa_2 \text{ch } \kappa_2 a) (\kappa_1 (k_x^2 + \gamma^2) + i\gamma \epsilon_1 (\omega^2/c^2)) \times \right. \\ &\times \left. \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{\alpha_1 \alpha_2} + (\epsilon_1 \kappa_1 \text{sh } \kappa_2 (a-z) + \epsilon_2 \kappa_2 \text{ch } \kappa_2 (a-z)) \left( (k_x^2 + \gamma^2) \kappa_3 + i\gamma \epsilon_3 \frac{\omega^2}{c^2} \right) \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_3)}{\alpha_2 \alpha_3} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_{z, \omega, k_x}^{III}(z) &= B \left[ \epsilon_3 \epsilon_2 \kappa_3 \left( \kappa_1 (k_x^2 + \gamma^2) - i\gamma \epsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} \right) \times \right. \\ &\times \left( \frac{(\epsilon_3 - \epsilon_2)}{\alpha_2 \alpha_3} \text{ch } \kappa_2 a + \frac{(\epsilon_3 - \epsilon_1)}{\alpha_1 \alpha_2} e^{-i\gamma a} \right) + \frac{\epsilon_3 (\epsilon_3 - \epsilon_2)}{\alpha_2 \alpha_3} \times \\ &\times \left. \left( \kappa_2^2 \epsilon_1 (k_x^2 - \gamma^2) - i\epsilon_2^2 \gamma \frac{\omega^2}{c^2} \kappa_1 \right) \text{sh } \kappa_2 a \right] e^{\kappa_3 z}, \end{aligned}$$

где

$$B = (2iq/\pi v_z^2 \Delta) (\beta_z^2 \omega - \omega - v_x k_x),$$

$$\beta_z = \frac{v_z}{c}, \quad \alpha_i = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_i + k_x^2 - \left( \frac{\omega}{v_z} + k_x \frac{v_x}{v_z} \right)^2,$$

$$\Delta = (\varepsilon_2 \kappa_3 + \varepsilon_3 \kappa_2) (\varepsilon_2 \kappa_1 + \varepsilon_1 \kappa_2) e^{x_2 a} - (\varepsilon_2 \kappa_3 - \varepsilon_3 \kappa_2) (\varepsilon_2 \kappa_1 - \varepsilon_1 \kappa_2) e^{-x_2 a},$$

$$\gamma = (\omega + k_x v_x) / v_z, \quad i = 1, 2, 3.$$

Остальные компоненты полей определяются из выражений

$$E_{xi} = (\kappa_i^2 + (\omega^2/c^2) \varepsilon_i)^{-1} \partial^2 E_z / \partial x \partial z, \quad (6)$$

$$H_{yi} = -(\kappa_i^2 + (\omega^2/c^2) \varepsilon_i)^{-1} (i\omega/c) \varepsilon_i (\partial E_z / \partial x).$$

Энергию излучения ПЭВ вычислим как полную потерю энергии заряда на пути его следования [4]:

$$W = (2\pi)^2 \operatorname{Re} \int (J_{\omega, k_x, x}^* E_{\omega, k_x, x} + J_{\omega, k_x, z}^* E_{\omega, k_x, z}) dz dk_x d\omega. \quad (7)$$

С учетом (5) получаем

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4,$$

$$\begin{aligned} W_1 = & \frac{2q^2}{\pi v_z^2} \operatorname{Re} \int \left( i v_z + \frac{k_x v_x x_1}{(\kappa_1^2 + (\omega^2/c^2) \varepsilon_1)} \right) (\beta_z^2 \omega - \omega - k_x v_x) \times \\ & \times \Delta^{-1} e^{x_2 a} \left[ \varepsilon_1 \varepsilon_2 x_2 \left( x_2 (k_x^2 + \gamma^2) + i \varepsilon_1 \gamma \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left( \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\alpha_1 \alpha_2} e^{-i\gamma a} \wedge \right. \right. \\ & \times \operatorname{ch} x_2 a + \left. \frac{(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \varepsilon_1}{\alpha_2 \alpha_3} \right) + \frac{\varepsilon_1 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\alpha_1 \alpha_2} e^{-i\gamma a} \left( \varepsilon_3 x_2^2 (k_x^2 + \gamma^2) + \right. \\ & \left. \left. + i \gamma \varepsilon_2^2 x_3 \frac{\omega^2}{c^2} \right) \operatorname{sh} x_2 a \right] \frac{\exp [(i\gamma - x_1) a]}{x_1 - i\gamma} dk_x d\omega, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_2 = & \frac{q^2}{\pi v_z^2} \operatorname{Re} \int \left( i v_z + \frac{k_x v_x x_2}{(\kappa_2^2 + (\omega^2/c^2) \varepsilon_2)} \right) \Delta^{-1} (\beta_z^2 \omega - \omega - k_x v_x) \times \\ & \times \left[ (\varepsilon_2 x_1 F_1^- + \varepsilon_1 x_2 F_1^+) \left( (k_x^2 + \gamma^2) x_3 + i \gamma \varepsilon_3 \frac{\omega^2}{c^2} \right) \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)}{\alpha_2 \alpha_3} + \right. \\ & \left. + (\varepsilon_2 x_3 F_2^- + \varepsilon_3 x_2 F_2^+) \left( x_1 (k_x^2 + \gamma^2) + i \gamma \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} \right) \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\alpha_1 \alpha_2} \right] dk_x d\omega, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_3 = & \frac{2q^2}{\pi v_z^2} \operatorname{Re} \int \left( i v_z + \frac{k_x v_x x_3}{(\kappa_3^2 + (\omega^2/c^2) \varepsilon_3)} \right) (\beta_z^2 \omega - \omega - k_x v_x) \Delta^{-1} \times \\ & \times \left[ \varepsilon_2 \varepsilon_3 x_3 \left( x_1 (k_x^2 + \gamma^2) - i \gamma \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left( \frac{(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{\alpha_2 \alpha_3} \operatorname{ch} x_2 a + \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\alpha_1 \alpha_2} e^{-i\gamma a} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon_3 (\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{\alpha_2 \alpha_3} \left( x_2^2 \varepsilon_1 (k_x^2 + \gamma^2) - i \varepsilon_2 \gamma \frac{\omega^2}{c^2} x_1 \right) \right] \frac{\operatorname{sh} x_2 a dk_x d\omega}{x_3 - i\gamma}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_4 = & \frac{i q^2}{\pi v_z^2} \int \left[ \frac{v_z \omega^2 (\varepsilon_3 - \varepsilon_1)}{\alpha_1 \alpha_3 c^2} + \right. \\ & \left. + \frac{k_x v_x \gamma (\alpha_3 (x_3 - (\omega^2/c^2) \varepsilon_3) - \alpha_1 (x_1 + (\omega^2/c^2) \varepsilon_1))}{\alpha_1 \alpha_3 (x_1 + (\omega^2/c^2) \varepsilon_1) (x_3 - (\omega^2/c^2) \varepsilon_3)} \right] (\beta_z^2 \omega - \omega - v_x k_x) d\omega dk_x, \end{aligned}$$

где

$$F_1^\pm = \frac{\sin(\gamma + i\kappa_2)a/2}{\gamma + i\kappa_2} \exp[(i\gamma \mp \kappa_2)a/2] \pm \frac{\sin(\gamma - i\kappa_2)a/2}{\gamma - i\kappa_2} \exp[(i\gamma - \kappa_2)a/2],$$

$$F_2^\pm = \frac{\sin(\gamma - i\kappa_2)a/2}{\gamma - i\kappa_2} \exp[(i\gamma + \kappa_2)a/2] \pm \frac{\sin(\gamma + i\kappa_2)a/2}{\gamma + i\kappa_2} \exp[(i\gamma - \kappa_2)a/2].$$

Интегралы в (7) при  $\varepsilon_3 < 0$  обладают простыми полюсами, являющимися корнями уравнения

$$(\varepsilon_2\kappa_3 + \varepsilon_3\kappa_2)(\varepsilon_2\kappa_1 + \varepsilon_1\kappa_2)e^{x_2 a} - (\varepsilon_2\kappa_3 - \varepsilon_3\kappa_2)(\varepsilon_2\kappa_1 - \varepsilon_1\kappa_2)e^{-x_2 a} = 0. \quad (8)$$

Равенство (8) является дисперсионным уравнением локализованных вдоль поверхности диэлектриков волн. При  $\kappa_1^2 > 0$ ,  $\kappa_2^2 > 0$ ,  $\kappa_3^2 > 0$  эти волны спадают почти экспоненциально по мере удаления от границы раздела, а при  $\kappa_1^2 > 0$ ,  $\kappa_2^2 < 0$ ,  $\kappa_3^2 > 0$  возникают волноводные моды, связанные с канализацией энергии в диэлектрическом слое. Здесь нас будет интересовать первый из этих случаев.

Анализ уравнения (8) связан с определенными математическими трудностями. Оно трансцендентное, и его аналитическое решение в общем виде невозможно. В частном случае  $a=0$  оно переходит в дисперсионное уравнение для ПЭВ на границе диэлектрических сред с  $\varepsilon_1 > 0$  и  $\varepsilon_3 < -\varepsilon_1$ :

$$k_x = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_3 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)}. \quad (9)$$

В другом частном случае тонкой пластины, когда  $\kappa_2 a \ll 1$ , в (8) можно провести разложение в ряд по малому параметру  $\omega a/c$ . В первом приближении теории возмущений решение уравнения (8) можно записать в виде

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}} + 2 \frac{|\varepsilon_2|^{3/2} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) (\varepsilon_2 - \varepsilon_3) \omega^2}{(|\varepsilon_2|^2 - \varepsilon_1) |\varepsilon_3 - \varepsilon_1| \varepsilon_2 c^2} a. \quad (10)$$

Из (10) видно, что в случае тонких пластин граничная частота спектра ПЭВ должна зависеть не только от  $\varepsilon_2$ , но и от толщины пластины.

На рис. 1 представлены графики зависимости  $k_x$  от  $\omega$  для случая, когда третья среда является холодной электронной бесстолкновительной плазмой  $\varepsilon_3 = 1 - \omega_0^2/\omega^2$ .

Графики построены в безразмерных параметрах  $y = k_x c/\omega_0$ ,  $x = \omega/\omega_0$ . Для малых  $x$  решение дисперсионного уравнения совпадает с решением для случая бесконечной диэлектрической среды с

$$k_x = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_2}. \quad (11)$$

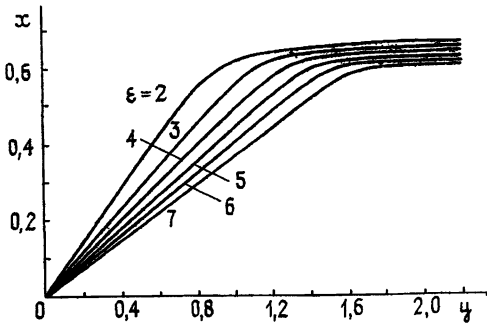


Рис 1. Зависимость  $k_x$  от  $\omega$  для случая, когда третья среда является холодной электронной бесстолкновительной плазмой,  $y = k_x c/\omega_0$ ,  $x = \omega/\omega_0$ ,  $\omega_0$  — плазменная частота среды.

ложение в ряд по малому параметру  $\omega a/c$ . В первом приближении теории возмущений решение уравнения (8) можно записать в виде

С увеличением  $x$  начинает сказываться наличие диэлектрического слоя, и  $y$ , отклоняясь от прямой (10), асимптотически стремится к бесконечности. Уравнением асимптоты является

$$x_{\text{ГР}} = \{(\epsilon_2 + \text{th } \kappa_2 a) / [\epsilon_2(1 + \epsilon_1) + (\epsilon_1 + \epsilon_2^2) \text{th } \kappa_2 a]\}^{1/2}. \quad (12)$$

Из (12) следует, что граничная частота зависит как от  $\epsilon_2$ , так и от толщины диэлектрического слоя (параметр  $\kappa_2 a$ ). Эти зависимости представлены на рис. 2, 3. Ясно прослеживается уменьшение  $\omega_{\text{ГР}}$  с увеличением диэлектрической проницаемости слоя.

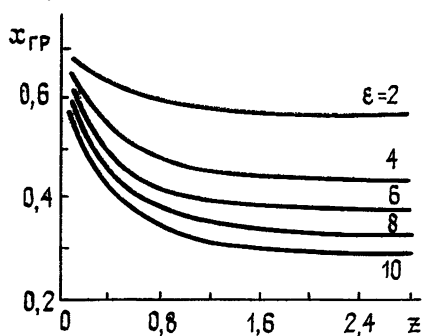


Рис. 2.

Рис. 2 Зависимость граничной частоты  $\omega_{\text{ГР}}$  от диэлектрической проницаемости пластины  $\epsilon_2$

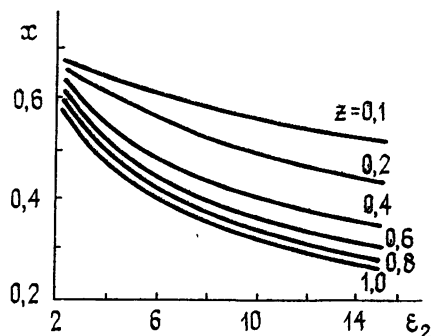


Рис. 3.

Рис. 3 Зависимость граничной частоты  $\omega_{\text{ГР}}$  от толщины диэлектрической пластины  $z = 2\pi a / \lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны излучения

Таким образом, варьированием диэлектрической проницаемости среды и толщины пластины можно добиться смещения граничной частоты спектра ПЭВ в длинноволновую область спектра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М: Наука, 1957.
2. Барсуков К. А., Нарышкина Л. Г. — ЖЭТФ, 1966, 36, с. 225.
3. Никитин А. К., Тищенко А. А. — Зарубежная радиоэлектроника, 1983, № 3, с. 38.
4. Гарибян Г. М. — ЖЭТФ, 1959, 37, № 2(8), с. 527.

Поступила в редакцию  
28 февраля 1984 г.

#### EFFECT OF THIN FILMS ON THE DIELECTRIC SURFACE UPON THE SPECTRUM AND ENERGY OF SURFACE WAVES IN TRANSITION RADIATION OF RELATIVISTIC CHARGED PARTICLES

*K. A. Barsukov, E. A. Begloyan, E. M. Laziev*

The excitation of surface electric waves (SEV) by a charged particle, traversing the dielectric surface at a small angle, is studied. Fields and energy of SEV are defined. The superposition of thin dielectric films on the dielectric surface is shown to result in the SEV spectrum shift. By varying the dielectric constant and the thickness of the film one may bring about the shift of the boundary frequency of the SEV spectrum to the long wave range of the spectrum.