

УДК 538.561:539.122

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ НА ПЛАСТИНЕ

В. А. Аракелян

Рассмотрена задача возбуждения поверхностных поляритонов (ПП) прелетающей через пластину заряженной частицей. Найдено общее выражение для спектрального распределения энергии поляритонов двух возможных ветвей без каких-либо ограничений на параметры задачи. Исследован частный случай медленных ПП, когда запаздыванием можно пренебречь. Показано, что энергия поляритонов осциллирует в зависимости от толщины пластины и от скорости возбуждающего заряда. На тонких пленках зависимость энергии возбуждаемых медленных ПП от толщины пленки получается иной, чем в случае объемных поляритонов.

1. Заряд, равномерно проходящий через неоднородную электродинамическую структуру (систему с резкими или плавно меняющимися границами), может возбуждать в ней колебания всех тех типов, которые являются собственными для данной структуры — решениями однородных уравнений Максвелла (без внешних токов). Возбужденные при этом электромагнитные волны принято называть переходным излучением (ПИ). Переходное излучение объемных электромагнитных волн, которые зарождаются в окрестности границ раздела сред (или любой неоднородности), свободно удаляется от этих границ. Различные вопросы ПИ объемных волн достаточно хорошо изучены [1, 2]. Переходное излучение содержит в себе также поляритонные решения: когда заряд возбуждает электромагнитную волну, локализованную у границ. Такое поверхностное переходное излучение — или переходное излучение поверхностных поляритонов (ПИПП) — распространяется вдоль границы раздела и затухает экспоненциально в перпендикулярном к границе направлении.

Спектру нормальных поверхностных поляритонов на диэлектриках, полупроводниках и металлах посвящено множество работ (см., например, [3]). Однако теории возбуждения (образования) ПП заряженными частицами посвящено совсем мало работ и то только для простейших случаев. Поверхностные поляритоны переходного и черенковского излучения, возбуждаемые заряженной частицей на одной границе раздела сред, были рассмотрены в работах [1, 4–6]. Когда на поверхность полубесконечной среды наложена тонкая пленка, спектр нормальных ПП сильно меняется [7]. Аналогичный вопрос в теории возбуждения ПП рассматривался авторами работы [8].

В данной работе рассматривается возбуждение ПП на пластине произвольной толщины a , помещенной в вакуум. На величину скорости возбуждающего заряда ограничения не накладываются. Определяется энергия ПП, выражаемая через диэлектрическую функцию $\epsilon(\omega)$, что в дальнейшем дает возможность конкретизировать задачу для случаев диэлектриков, полупроводников и металлов.

2. Пусть начало координат находится на левой поверхности пластины, которая совпадает с плоскостью xy . Возбуждающий ПП заряд движется по оси z со скоростью v . Электрические и магнитные компоненты полей, возбужденных ПП, ищутся в виде волн, затухающих вдоль оси z ;

в области $z < 0$

$$\Pi_1(\mathbf{r}, t) = \int \Pi_1(\mathbf{x}, \omega) \exp[i(\mathbf{x}, \mathbf{r}_\perp - \omega t)] \exp\left(\frac{|\omega|}{c} \tilde{\gamma}_0 z\right) d\mathbf{x} \frac{d\omega}{v}, \quad (1)$$

внутри пластины —

$$\begin{aligned} \Pi(\mathbf{r}, t) = \int \Pi'(\mathbf{x}, \omega) \exp[i(\mathbf{x}, \mathbf{r}_\perp - \omega t)] \exp\left(-\frac{|\omega|}{c} \tilde{\gamma}_2 z\right) d\mathbf{x} \frac{d\omega}{v} + \\ + \Pi''(\mathbf{x}, \omega) \exp[i(\mathbf{x}, \mathbf{r}_\perp - \omega t)] \exp\left(\frac{|\omega|}{c} \tilde{\gamma}_2 z\right) d\mathbf{x} \frac{d\omega}{v}, \end{aligned} \quad (2)$$

в области $z > a$ —

$$\Pi_2(\mathbf{r}, t) = \int \Pi_2(\mathbf{x}, \omega) \exp[i(\mathbf{x}, \mathbf{r}_\perp - \omega t)] \exp\left(-\frac{|\omega|}{c} \tilde{\gamma}_0 z\right) d\mathbf{x} \frac{d\omega}{v}. \quad (3)$$

В выражениях (1)–(3) $\Pi \equiv |E, H|$, \mathbf{x} и \mathbf{r}_\perp — проекции волнового вектора \mathbf{k} и радиуса-вектора \mathbf{r} на плоскость xy , а безразмерные величины $\tilde{\lambda}_0, \tilde{\lambda}$ действительны и равны

$$\tilde{\lambda}_0 = \sqrt{(\kappa^2 c^2 / \omega^2) - 1}, \quad \tilde{\lambda} = [(\kappa^2 c^2 / \omega^2) - \mu \varepsilon(\omega)]^{1/2},$$

причем $\tilde{\lambda}_0 > 0$ и $\tilde{\lambda} > 0$.

Неизвестные амплитуды $\Pi_1(\mathbf{x}, \omega)$, $\Pi(\mathbf{x}, \omega)$, $\Pi_2(\mathbf{x}, \omega)$ ищутся с помощью сшивания полных полей (заряда и поляритонов) на границах пластины. Граничные условия обычные. В результате получаем, что на поверхностях пластины возбуждаются ТМ-волны ($H_z = 0$). Тангенциальные составляющие электрических и магнитных полей возбуждаемых поверхностных поляритонов выражаются следующими формулами:

$$\begin{aligned} E_{1,t}(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{e i \mathbf{x}}{2\pi^2} \frac{1}{\varepsilon(\omega)} \frac{v^2}{\omega^2} \frac{\tilde{A}_1(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)}, \quad H_{1,t}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{e \mathbf{x} m \omega}{2\pi^2 |\omega|} \frac{v^2}{\varepsilon(\omega) \tilde{\lambda}_0 \omega^2} \frac{\tilde{A}_1(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)}, \\ E'_t(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{e i \mathbf{x}}{2\pi^2} \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon(\omega) \tilde{\gamma}_0} \frac{v^2}{\omega^2} \frac{\tilde{A}'(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)}, \quad H'_t(\mathbf{x}, \omega) = -\frac{e \mathbf{x} m \omega}{2\pi^2 |\omega|} \frac{v^2}{\omega^2 \tilde{\lambda}_0} \frac{\tilde{A}'(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)}, \\ E''_t(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{e i \mathbf{x}}{2\pi^2} \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon(\omega) \tilde{\gamma}_0} \frac{v^2}{\omega^2} \frac{\tilde{A}''(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)} \exp\left(-\frac{|\omega|}{c} \tilde{\gamma} a\right), \\ H''_t(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{e \mathbf{x} m \omega}{2\pi^2 |\omega|} \frac{v^2}{\tilde{\lambda}_0 \omega^2} \frac{\tilde{A}''(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)} \exp\left(-\frac{|\omega|}{c} \tilde{\gamma} a\right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$E_{2,t}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{e i \mathbf{x}}{2\pi^2} \frac{v^2}{\varepsilon(\omega) \omega^2} \frac{\tilde{A}_2(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)} \exp\left[\frac{\omega}{v} a \left(i + \frac{\omega}{|\omega|} \beta \tilde{\lambda}_0\right)\right],$$

$$H_2(\mathbf{x}, \omega) = -\frac{e \mathbf{x} m \omega}{2\pi^2 |\omega|} \frac{v^2}{\varepsilon(\omega) \tilde{\lambda}_0 \omega^2} \frac{\tilde{A}_2(\mathbf{x}, \omega)}{\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)} \exp\left[\frac{\omega}{v} a \left(i + \frac{\omega}{|\omega|} \beta \tilde{\lambda}_0\right)\right].$$

Здесь $\mathbf{m} = [\mathbf{x}n]/\kappa$ — единичный вектор в плоскости xy , а $\beta = v/c$ — отношение скорости заряда к скорости света. Нормальные составляющие полей Π_{\perp} равны:

$$\begin{aligned}
E_{n,1}(\mathbf{x}, \omega) &= -\frac{ixcn}{|\omega| \tilde{\lambda}_0} E_{1,t}(\mathbf{x}, \omega), & E'_n(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{ixcn}{|\omega| \tilde{\lambda}} E'_t(\mathbf{x}, \omega), \\
E''_n(\mathbf{x}, \omega) &= -\frac{ixcn}{|\omega| \tilde{\lambda}} E'_t(\mathbf{x}, \omega), & E_{2,n}(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{ixcn}{|\omega| \tilde{\lambda}_0} E_{2,t}(\mathbf{x}, \omega), \\
H_{1,n} &= H_{2,n} = H'_n = H''_n = 0,
\end{aligned} \quad (5)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении z .

В формулах (4) и (5) приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
\tilde{A}_1(\mathbf{x}, \omega) &= \left(1 + \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \tilde{\alpha} - \left(1 - \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \tilde{\beta} \exp\left(-2a \frac{|\omega| \tilde{\lambda}}{c}\right) + \frac{2\tilde{\lambda}}{\tilde{\lambda}_0} \tilde{\gamma}_2 \times \\
&\quad \times \exp\left[\frac{\omega}{v} a \left(i - \frac{\omega}{|\omega|} \tilde{\beta} \tilde{\lambda}\right)\right], \\
\tilde{A}_2(\mathbf{x}, \omega) &= \left(1 + \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \tilde{\beta} - \left(1 - \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \exp\left(-2a \frac{|\omega| \tilde{\lambda}}{c}\right) \tilde{\alpha} + \\
&\quad + \frac{2\tilde{\lambda}}{\tilde{\lambda}_0} \tilde{\gamma}_1 \exp\left[-\frac{\omega}{v} a \left(i + \frac{\omega}{|\omega|} \tilde{\beta} \tilde{\lambda}\right)\right],
\end{aligned} \quad (6)$$

$$\tilde{A}'(\mathbf{x}, \omega) = \left(1 + \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \tilde{\gamma}_1 + \left(1 - \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \tilde{\gamma}_2 \exp\left[\frac{\omega}{v} a \left(i - \frac{\omega}{|\omega|} \tilde{\beta} \tilde{\lambda}\right)\right],$$

$$\tilde{A}''(\mathbf{x}, \omega) = \left(1 - \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \tilde{\gamma}_1 \exp\left(-\frac{|\omega| \tilde{\lambda} a}{c}\right) + \left(1 + \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right) \tilde{\gamma}_2 \exp\left(i \frac{\omega}{v} a\right),$$

$$\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega) = \left(1 + \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right)^2 - \left(1 - \frac{\tilde{\lambda}}{\varepsilon \tilde{\lambda}_0}\right)^2 \exp\left(-2a \frac{|\omega| \tilde{\lambda}}{c}\right),$$

$$\begin{Bmatrix} \tilde{\alpha} \\ \tilde{\beta} \end{Bmatrix} = \frac{\varepsilon \mp i(\omega/|\omega|) \tilde{\lambda} \beta}{\tilde{\Lambda}_0} + \frac{-1 \pm i(\omega/|\omega|) \tilde{\lambda} \beta}{\tilde{\Lambda}},$$

$$\begin{Bmatrix} \tilde{\gamma}_1 \\ \tilde{\gamma}_2 \end{Bmatrix} = \frac{-1 \mp i(\omega/|\omega|) \tilde{\lambda}_0 \beta}{\tilde{\Lambda}_0} + \frac{1/\varepsilon \pm i(\omega/|\omega|) \tilde{\lambda}_0 \beta}{\tilde{\Lambda}},$$

$$\tilde{\Lambda}_0 = 1 - \beta^2 + \kappa^2 v^2 / \omega^2, \quad \tilde{\Lambda} = 1 - \beta^2 \varepsilon \mu + \kappa^2 v^2 / \omega^2.$$

Как следует из формул (1)–(6), возбуждение ПП осуществляется на тех частотах, где обращается в нуль выражение $\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega)$. Уравнение $\tilde{F}(\mathbf{x}, \omega) = 0$ распадается на два:

$$\text{а) } \Phi_h(\mathbf{x}, \omega) \equiv \varepsilon(\omega) \operatorname{ch}(|\omega| \tilde{\lambda} a / 2c) + (\tilde{\lambda} / \tilde{\lambda}_0) \operatorname{sh}(|\omega| \tilde{\lambda} a / 2c) = 0; \quad (7)$$

$$6) \quad \Phi_l(\kappa, \omega) \equiv \varepsilon(\omega) \operatorname{sh}(|\omega| \tilde{\lambda} a / 2c) + (\tilde{\lambda} / \tilde{\lambda}_0) \operatorname{ch}(|\omega| \tilde{\lambda} a / 2c) = 0. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) являются дисперсионными уравнениями для симметричных и антисимметричных поверхностных волн, свойства которых хорошо известны [9–11]. Проходящий через пластину заряд возбуждает только те колебания, которые являются собственными для пластины. В дальнейшем для краткости назовем эти две ветви колебаний h - и l -модами ПП.

3. Вычислим энергию поверхностных поляритонов, записав интеграл по бесконечному объему от суммы электрической и магнитной плотностей энергии [1]:

$$W^s = \int_V \left\{ \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^t \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t')}{\partial t'} dt' + \frac{\mu}{4\pi} (\mathbf{H}(\mathbf{r}, t))^2 \right\} dV. \quad (9)$$

Здесь под \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{D} понимаются поля и индукции ПП, возбужденные зарядом. Мы считаем, что в выражении (9) диэлектрическая проницаемость ε обладает, а магнитная μ не обладает частотной дисперсией. Кроме того, предполагается, что среда недиссипативна. Подставляя поля (4) в (9), симметризуя (9) путем замен $\omega \rightleftharpoons -\omega'$, $\kappa \rightleftharpoons -\kappa'$, а затем интегрируя по dt' , $d\mathbf{r}_\perp$ и $d\kappa'$, получим следующий результат:

$$W_{t \rightarrow \infty}^s = \frac{e^2 v^2 c^3}{128\pi^2} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \left\{ \varepsilon^2(\omega) \exp\left(\frac{2|\omega|}{c} \tilde{\lambda} a\right) \exp[-i(\omega - \omega')t] \times \right. \\ \left. \times \Phi(\omega, \omega', \kappa) \kappa^4 d\kappa d\omega d\omega' \right\} [|\omega| \omega^6 \tilde{\lambda}_0^3 \Phi_h(\kappa, \omega) \Phi_l(\kappa, \omega) \times \\ \times \Phi_h(\kappa, \omega') \Phi_l(\kappa, \omega')]^{-1}, \quad (10)$$

где

$$\Phi(\kappa, \omega, \omega') = |\tilde{A}_1(\kappa, \omega)|^2 + |\tilde{A}_2(\kappa, \omega)|^2 \exp[ia/v(\omega - \omega')] + \\ + \frac{\tilde{\lambda}_0}{\tilde{\lambda}} (|\tilde{A}'(\kappa, \omega)|^2 + |\tilde{A}''(\kappa, \omega)|^2) \left(1 - \exp\left(-\frac{2|\omega|}{c} \tilde{\lambda} a\right) \right) \times \\ \times \left[\left(1 - \frac{\omega^2 \mu \varepsilon(\omega)}{2\kappa^2 c^2} \right) \frac{\partial \omega \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} + \frac{\omega^2 \mu \varepsilon^2(\omega)}{2\kappa^2 c^2} \right]. \quad (11)$$

Из общей формулы (10) можно определить энергии ПП для h - и l -мод по отдельности.

Для определения энергии h -мод необходимо

$$\Phi_h(\kappa, \omega) = 0, \quad \Phi_l(\kappa, \omega) \neq 0, \quad (12)$$

а для l -мод —

$$\Phi_l(\kappa, \omega) = 0, \quad \Phi_h(\kappa, \omega) \neq 0. \quad (13)$$

При $t \rightarrow \infty$ подынтегральная функция (10) сильно осциллирует для всех частот $\omega' \neq \omega$ и интеграл обращается в нуль. Вклад в интеграл дает только частота $\omega' = \omega$ и то в случае, когда на этой частоте подынтегральная функция имеет полюс, т. е. когда реализуется один из случаев (12) и (13). Разлагая функции $\Phi_h(\kappa, \omega')$ и $\Phi_l(\kappa, \omega')$ в ряд по ω относительно точки $\omega' = \omega$ и используя формулу

$$\frac{1}{\Phi_{h,l}(\kappa, \omega)} = P \left(\frac{1}{\Phi_{h,l}(\kappa, \omega)} \right) - i \frac{|\omega|}{\omega} \delta(\Phi_{h,l}(\kappa, \omega)), \quad (14)$$

вычисляем интеграл по ω' (P — символ главного значения интеграла).
Затем с учётом выражения

$$\delta(\Phi_{hi, l}(\kappa, \omega)) = \sum_l \delta(\kappa^2 - \kappa_{hi, l}^2) \left(\left| \frac{\partial}{\partial \kappa^2} (\Phi_{h, l}(\kappa, \omega)) \right|_{\kappa^2 = \kappa_{hi, l}^2} \right)^{-1} \quad (15)$$

определяем вычеты в точках $\Phi_h(\kappa, \omega) = 0$ и $\Phi_l(\kappa, \omega) = 0$. В формуле (15) κ_{hi}^2 и κ_{li}^2 — i -е корни уравнений (7), (8) для h - и l -мод соответственно. Далее, вычисляя величины

$$\left(\frac{\varphi(\kappa, \omega)}{\Phi_{h, l}^2(\kappa, \omega)} \right)_{\kappa^2 = \kappa_{hi, l}^2}, \quad \left(\frac{\partial \Phi_{h, l}(\kappa, \omega)}{\partial \omega} \right)_{\kappa^2 = \kappa_{hi, l}^2},$$

$$\left| \frac{\partial}{\partial \kappa^2} (\Phi_{h, l}(\kappa, \omega)) \right|_{\kappa^2 = \kappa_{hi, l}^2}$$

и подставляя их значения в найденные вычеты, получим окончательно следующие формулы для энергии поляритонов h - и l -мод:

$$W_h^s = e^2 \vartheta^2 c \sum_l \int_{\varepsilon(\omega) < 0} \frac{d\omega}{\omega^5} \frac{|\varepsilon(\omega)|}{|\varepsilon(\omega) \mu - 1|} \frac{f_{hi}^{(1)} \kappa_{hi}^4 \tilde{\lambda}_{0hi}}{f_{hi}^{(2)} f_{hi}^{(3)}} |\tilde{\gamma}_1 - \tilde{\gamma}_2 e^{i\omega a/v}|^2_{\kappa^2 = \kappa_{hi}^2}, \quad (16)$$

$$W_l^s = e^2 \vartheta^2 c \sum_l \int_{\varepsilon(\omega) < 0} \frac{d\omega}{\omega^5} \frac{|\varepsilon(\omega)|}{|\varepsilon(\omega) \mu - 1|} \frac{f_{li}^{(1)} \kappa_{li}^4 \tilde{\lambda}_{0li}}{f_{li}^{(2)} f_{li}^{(3)}} |\tilde{\gamma}_1 + \tilde{\gamma}_2 e^{i\omega a/v}|^2_{\kappa^2 = \kappa_{li}^2}, \quad (17)$$

где

$$f_{hi, l}^{(1)} = \frac{\tilde{\lambda}_{hi, l}^2}{\tilde{\lambda}_{0hi, 0li}} - \frac{1}{\varepsilon(\omega)} \left(1 - \frac{\omega^2 \mu \varepsilon(\omega)}{2\kappa_{hi, l}^2 c^2} \right) \frac{\partial \omega \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} - \frac{\omega^2 \mu \varepsilon(\omega)}{2\kappa_{hi, l}^2 c^2},$$

$$f_{hi, l}^{(2)} = \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} - \frac{\varepsilon(\omega)}{2\tilde{\lambda}_{hi, l} \tilde{\lambda}_{0hi, 0li}} \left[\frac{2\kappa_{hi, l}^2 c^2}{\omega^3} (1 - \mu \varepsilon(\omega)) - \tilde{\mu} \tilde{\lambda}_{0hi, 0li} \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right] +$$

$$+ \frac{\mu a}{2c} \frac{\varepsilon^2(\omega) \tilde{\lambda}_{0hi, 0li}}{\tilde{\lambda}_{hi, l}} \left(\varepsilon(\omega) + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right) \left(1 - \frac{\tilde{\lambda}_{hi, l}}{\varepsilon(\omega) \tilde{\lambda}_{0hi, 0li}} \right)^2 \times$$

$$\times \exp \left(-\frac{\omega}{c} \tilde{\lambda}_{hi, l} a \right), \quad (18)$$

$$f_{hi, l}^{(3)} = \left| 1 + \frac{a}{2} \frac{\omega}{c} \tilde{\lambda}_{0hi, 0li} \frac{\varepsilon^2(\omega) \tilde{\lambda}_{0hi, 0li}^2 - \tilde{\lambda}_{hi, l}^2}{\varepsilon(\omega) (\mu \varepsilon(\omega) - 1)} \right|,$$

$$\tilde{\lambda}_{0hi, 0li} = \sqrt{(\kappa_{hi, l}^2 c^2 / \omega^2) - 1}, \quad \tilde{\lambda}_{hi, l} = \sqrt{(\kappa_{hi, l}^2 c^2 / \omega^2 + |\varepsilon(\omega)|}.$$

4. Полученные строгие решения (16) и (17) для спектральной интенсивности поляритонов, возбужденных заряженной частицей, допускают рассмотрения различных частных случаев по отношению к параметрам пластины (материал и толщина пластины) и пролетающего заряда (скорость и количество заряда). При $a \rightarrow \infty$ энергии h - и l -мод уравниваются и переходят в энергию ПП на одной границе раздела сред, а сумма — в энергию ПП на двух независимых границах. Энергии

h - и l -мод зависят от толщины пластины a сложным образом, так как величины κ_{hi} и κ_{li} , входящие в подынтегральные выражения энергий, в свою очередь зависят от a и являются корнями трансцендентных уравнений (7) и (8). В частном случае медленных волн, когда запаздыванием можно пренебречь, дисперсионные уравнения (7) и (8), как мы увидим ниже, принимают простой вид. Величины κ_{hi} , κ_{li} легко определяются, и спектры энергии вычисляются аналитически до конца. В случае ПП с большими фазовыми скоростями на пластине произвольной толщины спектральные интенсивности h -мод $dW_h^s/d\omega$ и l -мод $dW_l^s/d\omega$ можно определить только численным методом для конкретного материала пластины.

Медленные ПП, возбуждаемые зарядом на пластине. Для медленных ПП, когда запаздыванием можно пренебречь,

$$(\kappa^2 c^2 / \omega^2) \gg \max \{1, |\varepsilon(\omega)|\}, \quad (19)$$

дисперсионные уравнения (7) и (8) упрощаются и принимают следующий вид:

$$\operatorname{th}(\kappa a/2) = |\varepsilon(\omega)| \quad \text{для } h\text{-мод}; \quad (20)$$

$$\operatorname{th}(\kappa a/2) = 1/|\varepsilon(\omega)| \quad \text{для } l\text{-мод}. \quad (21)$$

Уравнения (20), (21) имеют корни

$$x_h = \frac{1}{a} \ln \frac{1 + |\varepsilon(\omega)|}{1 - |\varepsilon(\omega)|}, \quad x_l = \frac{1}{a} \ln \frac{|\varepsilon(\omega)| + 1}{|\varepsilon(\omega)| - 1}. \quad (22)$$

Области возбуждаемых частот медленных ПП, как это следует из выражений (19)–(22), определяются неравенствами:

$$-1 < \varepsilon(\omega) < 0, \quad \frac{\omega}{c} a \ll \ln \frac{1 + |\varepsilon(\omega)|}{1 - |\varepsilon(\omega)|} \quad \text{для } h\text{-мод}; \quad (23)$$

$$-\infty < \varepsilon(\omega) < -1, \quad \frac{\omega}{c} a \sqrt{|\varepsilon(\omega)|} \ll \ln \frac{|\varepsilon(\omega)| + 1}{|\varepsilon(\omega)| - 1} \quad \text{для } l\text{-мод}. \quad (24)$$

Эти области простираются по обе стороны от центральной частоты Ω_s . Частота Ω_s не зависит от толщины пластины и определяется уравнением $\varepsilon(\Omega_s) = -1$. Положение частот ω'_h и ω'_l , обозначающих другие концы интервалов возбуждения h - и l -мод и удовлетворяющих неравенствам (23), (24), зависит от толщины пластины. Ширины областей возбуждения медленных ПП h - и l -мод ($\omega'_h - \Omega_s$) и ($\Omega_s - \omega'_l$) с увеличением толщины a быстро сужаются.

Энергетический спектр медленных h - и l -мод, возбужденных пролетающим через пластину зарядом, определяется из общих решений (16), (17) и в указанных областях медленности ПП (23), (24) имеет вид

$$W_h^s, \text{медл} = \frac{4e^2}{\beta^2 a} \int_{\Omega_s}^{\omega'_h} \frac{d\omega}{\omega} \frac{1 + |\varepsilon|}{|\varepsilon|^2} [\sin^2(\omega a/2v)] \lg \frac{1 + |\varepsilon|}{1 - |\varepsilon|} \left(\left| 1 - \frac{1 - |\varepsilon|}{2|\varepsilon|} \frac{c^2}{\omega^2 a^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln^3 \frac{1 + |\varepsilon|}{1 - |\varepsilon|} \right) \right)^{-1}; \quad (25)$$

$$W_l^s, \text{медл} = \frac{4e^2}{\beta^2 a} \int_{\omega'_l}^{\Omega_s} \frac{d\omega}{\omega} \frac{|\varepsilon| + 1}{|\varepsilon|^2} \ln \frac{|\varepsilon| + 1}{|\varepsilon| - 1} [\cos^2(\omega a/2v)] \left(\left| 1 + \frac{|\varepsilon| - 1}{2|\varepsilon|} \times \right. \right.$$

$$\times \frac{c^2}{\omega^2 a^2} \left(\frac{|\epsilon| + 1}{|\epsilon| - 1} \right)^{-1}. \quad (26)$$

Интегралы (25) и (26) по частотам не расходятся при $|\epsilon| \rightarrow 1$, в чем легко убедиться, рассматривая простой случай плазмы $|\epsilon(\omega)| = (\omega_p^2/\omega^2) - 1$.

Энергии ПП (25), (26) обладают осцилляционным характером при значении толщины пластины $a \sim v/\omega$. При таких толщинах медленные ПП на двух поверхностях пластины взаимодействуют друг с другом. Для значений толщины $a \gg v/\omega$ осцилляции исчезают вследствие того, что при усреднении по небольшому интервалу частот выражения $\sin^2(\omega a/2v)$ и $\cos^2(\omega a/2v)$ обращаются в $1/2$. Это означает, что при больших толщинах пластины ПП на двух ее поверхностях перестают взаимодействовать. Расстояние $L_{z\phi} = v/\omega$ можно интерпретировать как зону формирования поверхностных поляритонов. Если толщина пластины намного больше зоны формирования $L_{z\phi}$, то происходит независимое образование ПП на каждой из поверхностей пластины.

При уменьшении скорости заряда энергии возбужденных ПП увеличиваются. Это объясняется тем, что возрастает время взаимодействия заряда с поляритоном и последнему передается больше энергии. Однако при $\beta \rightarrow 0$ энергии поляритонов h - и l -мод не стремятся к бесконечности, как это следует из формул (25) и (26). Дело в том, что эти формулы были получены при условии (19) и условии

$$(\kappa_{h,l}^2 v^2/\omega^2) \gg 1. \quad (27)$$

При малых скоростях пролетающего заряда ($\beta^2 \ll 1$), когда имеет место условие, обратное (27), энергии h - и l -мод становятся пропорциональными β^2 и обращаются в нуль при $\beta \rightarrow 0$.

Отметим также, что вблизи точки $\epsilon(\omega) = 0$ формула (25) становится непригодной, так как при этом корень дисперсионного уравнения $\kappa_h \rightarrow 0$ и, следовательно, нарушается условие медленности ПП (19).

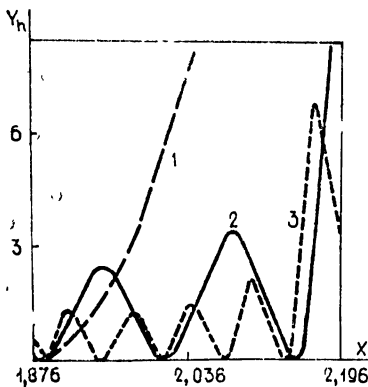


Рис. 1.

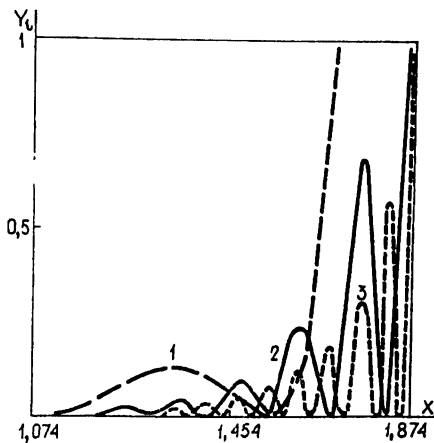


Рис. 2.

На рис. 1 и 2 приведены численные расчеты по формулам (25), (26) спектра энергии медленных фонон-поляритонов, возбужденных электронами энергии 2,5 кэВ на изотропном кристалле LiF, диэлектрическая проницаемость которого равна

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \omega_T^2 (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) / (\omega_T^2 - \omega^2), \quad (28)$$

где ϵ_∞ , ϵ_0 — асимптотические значения диэлектрической проницаемости при $\omega \gg \omega_T$, $\omega \ll \omega_T$, ω_T — частота поперечных оптических фононов ($\epsilon_0 = 9,27$, $\epsilon_\infty = 1,92$, $\omega_T = 5,78 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$).

Области интегрирования в (25) и (26), т.е. частотный спектр медленных фонон-поляритонов на пластине LiF, определяются из условий (23), (24), (28): $1,084 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1} < \omega_h < 1,27 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (для h -мод) и $5,78 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} < \omega_l < 1,084 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (для l -мод).

В энергетическом спектре h - и l -мод фонон-поляритонов появляются осцилляции, когда величины $\Delta\omega_h a/2v$ и $\Delta\omega_l a/2v$ станут больше или порядка единицы ($\Delta\omega_h = \omega_T (\sqrt{\epsilon_0/\epsilon_\infty} - \sqrt{(\epsilon_0+1)/(\epsilon_\infty+1)})$, $\Delta\omega_l = \omega_T (\sqrt{(\epsilon_0+1)/(\epsilon_\infty+1)} - 1)$). Для пластин LiF при энергии возбуждающего электрона 2,5 кэВ это будет иметь место уже при толщинах порядка 1 мкм (и больше), что хорошо видно из рис. 1 и 2. На этих рисунках обозначено: $X = \omega/\omega_T$, $Y_{h,l} = (10^2 \cdot e^2 \omega_T/c)^{-1} dW_{h,l}^{s, \text{медл}}/dX$, а цифры 1, 2, 3 у кривых соответствуют толщинам пластины 5, 2, 26 и 52 мкм соответственно.

Рассмотрим теперь образование медленных ПП на тонких пленках:

$$ka \ll 1, \quad (\omega a/2v) \ll 1. \quad (29)$$

Из дисперсионных уравнений медленных волн (20), (21) следует, что на тонкой пластине могут возбуждаться только те частоты, для которых на h -моде имеет место условие $|\epsilon(\omega)| \ll 1$, а на l -моде — условие $|\epsilon(\omega)| \gg 1$. Вычисления показывают, что возбужденная заряженными частицами энергия медленных поверхностных поляритонов на тонкой пленке по-разному зависит от толщины пленки a для каждого из типов мод. Энергия h -поляритонов пропорциональна a^3 , а у l -поляритонов линейно зависит от a (в отличие от возбужденных объемных волн, интенсивность которых пропорциональна квадрату толщины a^2 [1, 2]).

Автор выражает благодарность Мурзе Л. П. за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. — Переходное излучение и переходное рассеяние — М.: Наука, 1984.
- 2 Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. — Ереван: АН АрмССР, 1983.
- 3 Поверхностные поляритоны — М.: Наука, 1985
- 4 Эйрман В. Я. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, № 1, с. 188.
- 5 Барсуков К. А., Нарышкин Л. Г. — ЖТФ, 1966, 36, № 5, с. 800.
- 6 Павлов В. Н., Сухоруков А. И., Требер П. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 4, с. 412.
- 7 Агранович В. М. — УФН, 1975, 115, с. 199.
- 8 Барсуков К. А., Беглоян Э. А., Лазиев Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 3, с. 361.
- 9 Ritchie R. H., Eldridge H. B. — Phys. Rev., 1962, 126, p. 1935.
- 10 Otto A. — Z. Phys., 1965, 185, p. 232.
- 11 Kliever K. J., Fuchs R. — Phys. Rev., 1966, 150, p. 573; 1966, 154, p. 495; 1967, 153, p. 498.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила в редакцию
17 июля 1986 г.,
после доработки
16 февраля 1987 г.

SURFACE POLARITON EXCITATION BY CHARGED PARTICLES ON A PLATE

V. A. Arakelyan

Surface polariton (SP) excitation is considered, when a charged particle passes normally through the plate. Rigorous solution to the problem is obtained: the general expression for the energy spectrum distribution of polaritons has been found for two possible branches — without any restrictions imposed on parameters of the problem. The particular case of slow SP is analysed, when retardation can be neglected. Polariton energy is shown to oscillate as a function of plate thickness and excitation charge velocity. For slow SP excited in the thin films, energy dependence on film thickness is shown to be different from that for bulk polaritons.