Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 409—417 (1970)

К ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ В ПЛАЗМЕННОЙ ПЛАСТИНКЕ

Б. В. ХАЧАТРЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Решена задача о переходном излучении в плазменной пластинке, помещенной в вакуум, в предположении диффузного отражения электронов плазмы на границе для случая слабой пространственной дисперсии. Рассмотрен также случай сильной пространственной дисперсии в импедансном приближении.

В работе [1] в кинетическом приближении решена задача о переходном излучении в плазменной пластине, помещенной в вакуум, в предположении зеркального отражения электронов плазмы на границе с вакуумом. Граничное условие зеркального отражения, наложенное на функцию распределения электронов, должно отражать физику взаимодействия электронов среды с граничным слоем. Однако это условие является довольно приближенным. Условие диффузного отражения (для металлов) более соответствует экспериментальным данным в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра [2, 3]. Поэтому представляет интерес рассмотреть переходное излучение в пластине в случае условий диффузного отражения электронов среды на границах.

1. Пусть заряженная частица, движущаяся равномерно вдоль оси z со скоростью v_0, пролетает через безграничный слой плазмы толщиной a, находящийся в вакууме ($0 \leqslant z \leqslant a$). Поле в плазме определится из системы уравнений Максвелла и линеаризованного кинетического уравнения для электронов в плазме (движением ионов пренебрегается):

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}[\vec{j} + e\vec{v}_0\delta(\vec{r} - \vec{v}_0 t)], \quad \vec{j} = e\int \vec{v} f d\vec{p},$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\nabla f = -e\vec{E}\vec{v}\,\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}. \tag{1}$$

Здесь f — добавка к равновесной функции распределения f_0, которую предполагаем максвелловской; ε, $\vec{v}$, $\vec{p}$ — соответственно энергия, скорость и импульс электронов в плазме. Для функции распределения мы используем условия диффузного отражения

$$f(p_x,\ p_y,\ p_z > 0,\ 0) = 0, \quad f(p_x,\ p_y,\ p_z < 0,\ a) = 0. \tag{2}$$

Систему (1) будем решать методом Фурье [1]. Если поле в среде искать в виде

$$\vec{E}_\rho(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{E}_t(n) \cos \alpha_n z, \quad \vec{H}_\rho(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{H}_t(n) \sin \alpha_n z,$$

$$\vec{E}_z(z)=\sum_{n=0}^{\infty}{}' \vec{E}_z(n)\sin \alpha_n z, \quad \vec{H}_z(z)=\sum_{n=0}^{\infty}{}' \vec{H}_z(n)\cos \alpha_n z, \tag{3}$$

где $\alpha_n=\frac{n\pi}{a}$ (штрих у суммы означает, что член суммы с $n=0$ надо умножить на 1/2), и воспользоваться условием (2), для коэффициентов Фурье полей получим следующую систему зацепляющихся уравнений:

$$i\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^{tr}-k^2\right)\vec{E}_t+\vec{\varkappa}\left(1-\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon^{tr}-\varepsilon^l}{k^2}\right)\left(i\vec{\varkappa}\vec{E}_t+k_zE_z\right)=$$

$$=\frac{2\omega}{ac}\left\{[\vec{r}\vec{H}_\rho(o)]-(-1)^n[\vec{r}\vec{H}_\rho(a)]\right\}+\frac{8\pi e^2\omega}{ac^2}\int\limits_{v_z>0}d\vec{p}\,f'_0\frac{\vec{w}}{v_z}\left\{\sum_{s=0}^{\infty}{}'\left(\frac{\zeta^2}{v_z^2}\vec{E}(s)\vec{w}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-i\alpha_s\zeta E_z(s)\right)R_{sn}\right\},$$

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^{tr}-k^2\right)E_z+k_z\left(1-\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon^{tr}-\varepsilon^l}{k^2}\right)(i\vec{\varkappa}\vec{E}_t+k_zE_z)=$$

$$=-\frac{ie\omega k_z}{\pi^2ac^2}\frac{\left[1-(-1)^n e^{i\frac{\omega}{v_0}a}\right]}{\alpha_n^2-\frac{\omega^2}{v_0^2}}-$$

$$-\frac{8\pi ie^2\omega}{ac^2}\int\limits_{v_z>0}d\vec{p}\,f'_0\left\{\sum_{s=0}^{\infty}{}'\left(\alpha_n\frac{\zeta}{v_z}\vec{E}(s)\vec{w}-\alpha_n\alpha_s v_z E_z(s)\right)R_{sn}\right\}, \tag{4}$$

где

$$R_{sn}=\frac{\left[(-1)^s e^{-\frac{\zeta}{v_z}a}-1\right]-\left[(-1)^{n+s}-(-1)^n e^{-\frac{\zeta}{v_z}a}\right]}{\left(\frac{\zeta^2}{v_z^2}+\alpha_s^2\right)\left(\frac{\zeta^2}{v_z^2}+\alpha_n^2\right)}, \quad \zeta=-i(\omega-\vec{v}\vec{\varkappa}),$$

$\vec{r}$ — единичный вектор вдоль оси z, $\vec{\varkappa}$ и $k_z\equiv\alpha_n=\frac{n\pi}{a}$ — тангенциальная и z—компоненты волнового вектора $\vec{k}$, ($\vec{w}=v_x,\ v_y$); ε^{tr} и ε^l — поперечная и продольная диэлектрические проницаемости, даваемые известными формулами [4]

$$\varepsilon^{tr}(\omega, k)=1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{dx e^{-\frac{x^2}{2}}}{\omega-xk\sqrt{\frac{\chi T_e}{m}}},$$

$$\varepsilon^{l}(\omega, k)=1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{dx x^2 e^{-\frac{x^2}{2}}}{\omega-xk\sqrt{\frac{\chi T_e}{m}}}, \tag{5}$$

где $\omega_0^2 = \dfrac{4\pi N_e e^2}{m}$ — ленгмюровская частота плазмы, $\varkappa$ — постоянная Больцмана, N_e, T_e — равновесные плотность и температура электронов, m — их масса, $v_T = \sqrt{\dfrac{\varkappa T_e}{m}}$ — средняя тепловая скорость. В (1) и (4) не учтены столкновения; будем считать, что ω имеет положительную мнимую добавку, которую в результатах необходимо устремить к нулю [4].

Решить бесконечную систему уравнений (4) в общем виде затруднительно. Эти уравнения упрощаются в случае слабой пространственной дисперсии $\left(\dfrac{kv_T}{\omega} \ll 1,\ \dfrac{v_T}{a\omega} \ll 1,\ k^2 = \varkappa^2 + \alpha_n^2\right)$. Если в (4) удержать только величины, линейные по v_T [5] $\Bigg($отбрасываются члены $\sim v_T^3$, что соответствует разложению по $\dfrac{kv_T}{\omega}$ с точностью до $\left(\dfrac{kv_T}{\omega}\right)^2$ включительно$\Bigg)$, то зацепляющаяся система уравнений распадается, и для определения коэффициентов Фурье полей получим следующее векторное уравнение:

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^{tr} - k^2\right)\left(i\vec{E}_t + \vec{E}_z\right) + \vec{k}\left(1 - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon^{tr} - \varepsilon^l}{k^2}\right)\left(i\vec{\varkappa}\vec{E}_t + k_z E_z\right) =$$
$$= \frac{2\omega}{ac}\left\{[\vec{r}\vec{H}_\rho(o)] - (-1)^n[\vec{r}\vec{H}_\rho(a)]\right\} + \frac{\omega_0^2 v_T}{\omega a c^2\sqrt{\pi}}\left\{(-1)^n\vec{E}_\rho(a) + \vec{E}_\rho(0)\right\} -$$
$$- \frac{i\omega e\vec{k}_z\left[1 - (-1)^n e^{i\frac{\omega}{v_0}a}\right]}{\pi^2 a c^2\left(\alpha_n^2 - \dfrac{\omega^2}{v_0^2}\right)}. \tag{6}$$

Здесь уже

$$\varepsilon^{tr}(\omega, k) = \varepsilon(\omega) - \alpha^{tr}\frac{c^2k^2}{\omega^2},\quad \varepsilon^l(\omega, k) = \varepsilon(\omega) - \alpha^l\frac{c^2k^2}{\omega^2},$$
$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2},\quad \alpha^{tr} = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{\varkappa T_e}{mc^2},\quad \alpha^l = \frac{3\omega_0^2}{\omega^2}\frac{\varkappa T_e}{mc^2}. \tag{7}$$

Условием применимости этих разложений является $|\varepsilon(\omega)| \ll \dfrac{mc^2}{\varkappa T_e}\left(\omega^2 \gg \omega_0^2\dfrac{\varkappa T_e}{mc^2}\right)$.

Мы будем вычислять поля излучения в вакууме. Сперва необходимо найти общее решение уравнений Максвелла в плазме и вакууме, а затем, воспользовавшись условиями непрерывности тангенциальных компонент полей на поверхностях раздела $z = 0$, $z = a$, получим для поля излучения перед пластинкой $(z < 0)$ следующее выражение:

$$\vec{E}'_{t1} = \frac{ei\vec{\varkappa}}{2\pi^2 F}\Bigg\{\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}+\frac{1}{\lambda_1}\right)\alpha e^{-ia\sqrt{A}} + \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\frac{1}{\lambda_1}\right)\beta e^{ia\sqrt{A}} +$$

$$+\frac{2\varepsilon}{\sqrt{A}}\gamma e^{i\frac{\omega}{v_0}a} + \frac{i\varkappa^2}{\lambda_1\sqrt{AB}}\operatorname{ctg} a\sqrt{B}\left(\alpha e^{-ia\sqrt{A}}+\beta e^{ia\sqrt{A}}\right)+$$

$$+\frac{i}{\sqrt{AB}}\frac{v_0}{\omega}\mu\operatorname{ctg} a\sqrt{B}\left[\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{ia\sqrt{A}}-\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}+\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{-ia\sqrt{A}}\right]+$$

$$+\frac{2iv_0\varkappa^2\omega}{\lambda_1 c^2\sqrt{AB}\sin a\sqrt{B}}\,\frac{1-\frac{\varepsilon}{1+\alpha^{tr}}}{\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)\left(k^2-\frac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}\right)}+$$

$$+\frac{2iv_0\mu}{\omega\lambda_1\sqrt{AB}\sin a\sqrt{B}}+\frac{2iv_0\varkappa^2}{AB\lambda_1\omega}\mu\sin a\sqrt{A}+$$

$$+\frac{\omega_0^2 v_T}{2\omega^3\sqrt{\pi}}\left(De^{ia\sqrt{A}}+D'e^{-ia\sqrt{A}}\right)+\frac{i\omega_0^2 v_T\varkappa^2}{\omega^3\sqrt{\pi}\sqrt{AB}\sin a\sqrt{B}}P-$$

$$-\frac{i\omega_0^2 v_T\varkappa^2}{2\omega^3\sqrt{\pi}\sqrt{AB}}\operatorname{ctg} a\sqrt{B}\left(Ge^{ia\sqrt{A}}-G'e^{-ia\sqrt{A}}\right)+\frac{2\varepsilon\varkappa^2\sin a\sqrt{A}}{A\sqrt{B}\sin a\sqrt{B}}\gamma e^{i\frac{\omega}{v_0}a}+$$

$$+\frac{iv_0\nu e^{i\frac{\omega}{v_0}a}}{\omega\sqrt{AB}\sin a\sqrt{B}}\left[\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}+\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{-ia\sqrt{A}}-\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{ia\sqrt{A}}\right]-$$

$$-\frac{2iv_0\nu}{\omega\lambda_1\sqrt{AB}}\operatorname{ctg} a\sqrt{B}\,e^{i\frac{\omega}{v_0}a}+\frac{i\omega_0^2 v_0 v_T\nu e^{i\frac{\omega}{v_0}a}}{\omega^4\sqrt{\pi}\sqrt{AB}\sin a\sqrt{B}}\left(\cos a\sqrt{A}-\cos a\sqrt{B}\right)-$$

$$-\frac{\omega_0^2 v_T\varepsilon\left(1+\alpha^{tr}-\alpha^l\right)\left(1+\frac{\varkappa^2}{\sqrt{AB}}\frac{\sin a\sqrt{A}}{\sin a\sqrt{B}}\right)e^{i\frac{\omega}{v_0}a}}{\omega A\sqrt{\pi}c^2\alpha^l\left(1+\alpha^{tr}\right)\left(k^2-\frac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}\right)\left(k^2-\frac{\omega^2\varepsilon}{e^2\alpha^l}\right)}\Bigg\}, \qquad (8)$$

где

$$F=\left\{\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}+\frac{1}{\lambda_1}\right)^2 e^{-ia\sqrt{A}}-\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\frac{1}{\lambda_1}\right)^2 e^{ia\sqrt{A}}+\right.$$

$$+\frac{2i\varkappa^2}{\lambda_1\sqrt{AB}\sin a\sqrt{B}}\left[\cos a\sqrt{B}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}+\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{-ia\sqrt{A}}-\right.$$

$$\left.-\cos a\sqrt{B}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{ia\sqrt{A}}-\frac{2}{\lambda_1}\right]-\frac{2i\varkappa^4\sin a\sqrt{A}}{\lambda_1^2 AB}+$$

$$+\frac{\omega_0^2 v_T}{\omega^3\sqrt{\pi}}\left[\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}+\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{-ia\sqrt{A}}+\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{ia\sqrt{A}}\right]+$$

$$+\frac{i\omega_0^2 v_T \varkappa^2}{\omega^3\sqrt{\pi}\sqrt{AB}}\,\mathrm{ctg}\,a\sqrt{B}\left[\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}+\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{-ia\sqrt{A}}-\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\frac{1}{\lambda_1}\right)e^{ia\sqrt{A}}+\right.$$

$$+\frac{1}{\lambda_1\cos a\sqrt{B}}\left(-4+\left(1+\frac{\varkappa^2}{\sqrt{AB}}\right)\cos a\left(\sqrt{A}+\sqrt{B}\right)+\right.$$

$$\left.\left.+\left(1-\frac{\varkappa^2}{\sqrt{AB}}\right)\cos a\left(\sqrt{A}-\sqrt{B}\right)\right)\right]\Bigg\}, \qquad (9)$$

$$\left.\begin{matrix}\alpha\\ \beta\end{matrix}\right\}=\frac{\pm\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{A}}-\dfrac{v_0}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}+\frac{\mp\dfrac{1}{\sqrt{A}}+\dfrac{v_0}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}}+\frac{\pm\dfrac{1}{\sqrt{A}}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}}, \qquad (10)$$

$$\gamma=\frac{-\dfrac{1}{\lambda_1}+\dfrac{v_0}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}+\frac{\dfrac{1}{\lambda_1\varepsilon}-\dfrac{v_0}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}}-\frac{\dfrac{1}{\lambda_1\varepsilon}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}}, \qquad (11)$$

$$\mu=\frac{\varkappa^2}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}+\frac{B}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}}, \quad \nu=\frac{\varkappa^2}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}}+\frac{B}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}}, \qquad (12)$$

$$P=\frac{2\left(\dfrac{v_0}{\omega}-\dfrac{1}{\lambda_1}\right)}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}-\frac{\dfrac{v_0}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}}+\frac{\dfrac{v_0}{\omega}\,\dfrac{B}{\varkappa^2}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}}, \qquad (13)$$

$$\left.\begin{matrix}D\\ D'\end{matrix}\right\}=\frac{\dfrac{2\varepsilon}{\sqrt{A}}\pm\left(\dfrac{v_0}{\omega}-\dfrac{1}{\lambda_1}\right)\left(1+\dfrac{\varkappa^4}{AB}\right)}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}-\frac{\dfrac{1}{\sqrt{A}}\pm\dfrac{v_0}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}}+$$

$$+\frac{\dfrac{1}{\sqrt{A}}\left(1\pm\dfrac{v_0\varkappa^2}{\omega\sqrt{A}}\right)}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}}, \qquad (14)$$

$$\left.\begin{matrix}G\\ G'\end{matrix}\right\}=\frac{2\left(\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{A}}\pm\dfrac{v_0}{\omega}\mp\dfrac{1}{\lambda_1}\right)}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}}-\frac{\dfrac{1}{\sqrt{A}}\pm\dfrac{v_0}{\omega}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}}+\frac{\dfrac{1}{\sqrt{A}}\pm\dfrac{v_0}{\omega}\,\dfrac{B}{\varkappa^2}}{k^2-\dfrac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}} \qquad (15)$$

$$A=\frac{\omega^2\varepsilon}{c^2(1+\alpha^{tr})}-\varkappa^2, \quad B=\frac{\omega^2\varepsilon}{c^2\alpha^l}-\varkappa^2,\ \lambda_1^2=\frac{\omega^2}{c^2}-\varkappa^2,$$

$$k^2=\varkappa^2+\frac{\omega^2}{v_0^2}.\ \mathrm{Re}\,A,\ B>0,\ \ \mathrm{Im}\,A,\ B>0,\ \ \mathrm{Re}\,\lambda_1>0 \qquad (16)$$

$\mathrm{Im}\,\lambda_1>0$ для $\omega >$ ...

Поле излучения за пластинкой получается из (8) заменой $v_0 \to -v_0$ и умножением на $e^{-i\left(\lambda_1 - \frac{\omega}{v_0}\right)a}$. Приведенная формула отличается от соответствующей формулы для поля излучения в случае слабой пространственной дисперсии при зеркальном отражении электронов на границе членами, пропорциональными тепловой скорости электронов v_T [1, 6]. Вклад в излучение, обусловленный этими членами, также как и членами, зависящими от параметра B, мал. Отношение членов, пропорциональных v_T, к членам, зависящим от параметра B, гораздо меньше единицы, и нужны весьма тонкие эксперименты, чтобы обнаружить, имеет место зеркальное или диффузное отражение на границе.

При отсутствии пространственной дисперсии ($v_T = 0$) формула (8) переходит в формулу Пафомова [7] и Гарибяна и Чаликяна [8]. (Случай одной границы в общем случае пространственной дисперсии рассмотрен в работе [9]).

2. Рассмотрим теперь область частот, где выполнены условия сильной пространственной дисперсии: фазовая скорость волн в плазме $v_ф = \frac{\omega}{k}$ мала по сравнению со средней тепловой скоростью $v_T = \sqrt{\frac{\chi T_e}{m}}$, т. е. $v_ф \ll v_T$. Из этого неравенства следует, что $|n| \gg \frac{c}{v_T} \gg 1$, где n — эффективный показатель преломления. Поскольку эффективная диэлектрическая проницаемость велика (магнитная проницаемость $\mu \sim 1$), то при вычислении спектральной плотности излучения можно описать плазму с помощью поверхностного импеданса $\zeta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \frac{E_t}{H_t}$, где E_t и H_t — значения тангенциальных компонент полей на поверхности плазмы. Чтобы найти излучение в импедансном приближении, можно, как известно, ограничиться решением только внешней электродинамической задачи. В этом приближении продольные волны в плазме не возникают и остается только переходное излучение [10]. Воспользовавшись граничным условием $\vec{E}_t = \zeta[\vec{H}_t \vec{n}]$, где $\vec{n}$ — нормаль к поверхности, направленная внутрь плазмы, можно вычислить поля и интенсивности излучения в вакууме в областях до пластины ($z < 0$) и после пластины ($z > a$). Для спектральной плотности излучения в области $z < 0$ получаем следующее выражение:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2 \sin^2\vartheta \cos^2\vartheta}{\pi^2 c(1 - \beta^2\cos^2\vartheta)^2}\left|\frac{1 - \beta\zeta}{\zeta + \cos\vartheta}\right|^2, \tag{17}$$

где $\beta = \frac{v_0}{c}$, ϑ — угол излучения, отсчитываемый от отрицательного направления оси z, $d\Omega$ — элемент телесного угла в направлении ϑ.

Для получения интенсивности излучения после пластинки ($z > a$)

необходимо заменить β на $-\beta$ и отсчитывать угол ϑ от положительного направления оси z.

В случае максвелловской плазмы импеданс равен

$$\zeta = \left(\frac{2}{27\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{\omega^2 \sqrt{m \varkappa T_e}}{N_e e^2 c}\right)^{1/3} (1 - i\sqrt{3}), \tag{18}$$

Чтобы получить импеданс для релятивистской плазмы, необходимо в (18) массу m заменить на $\frac{8\varkappa T_e}{\pi c^2}$.

В рассматриваемом приближении величина импеданса мала, $|\zeta| \ll 1$ поскольку $\frac{|\varepsilon| v_T^2}{c^2} \sim \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{v_T^2}{c^2} \gg 1$ для максвелловской плазмы и $\frac{\pi^2 N_e e^2 c^2}{\omega^2 \varkappa T_e} \gg 1$ для релятивистской плазмы. (Условие малости глубины скин-слоя по сравнению с толщиной плазменного слоя есть $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{\omega^3 a^3}{v_T c^2} \gg 1$). Следовательно, во всей области углов, для которых $|\cos\vartheta| \gg |\zeta|$, переходное излучение такое же, как для идеально проводящей пластины:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2\vartheta}{\pi^2 c (1 - \beta^2 \cos^2\vartheta)^2}, \tag{19}$$

т. е. угловое распределение излучения в этом случае имеет один и тот же вид как для излучения назад ($z < 0$), так и для излучения вперед ($z > a$), и имеет место независимое излучение от передней и задней границ раздела. В случае, когда среда обладает достаточно большой магнитной проницаемостью μ, условия сильной пространственной дисперсии выполняются за счет большой величины $\sqrt{\mu}$, а импеданс ζ, пропорциональный $\sqrt{\mu}$, может быть не мал по сравнению с единицей [10]

В нерелятивистском случае ($\beta \ll 1$) при $|\zeta| \gg 1$ и $\beta|\zeta| \gtrsim 1$ излучения „вперед" и „назад" заметно отличаются друг от друга и их отношение равно $\left|\frac{1+\beta\zeta}{1-\beta\zeta}\right| \gg 1$.

Для релятивистской частицы ($\beta \sim 1$), переходя, как обычно, к приближению малых углов излучения ϑ и интегрируя по ϑ от 0 до ∞, получим для излучения „назад" и „вперед"

$$\frac{dW_H}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} R \left[\ln \frac{|1+\zeta|}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{2} \right], \tag{20}$$

$$\frac{dW_в}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \left[\ln \frac{|1+\zeta|}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{2} \right],$$

где $R = \left|\frac{1-\zeta}{1+\zeta}\right|^2$ — коэффициент отражения.

Рассмотрим частные случаи выражений (20).

Если $|\zeta| \ll 1$ („идеально проводящая" поверхность), то

$$\frac{dW_{\text{в}}}{d\omega}=\frac{dW_H}{d\omega}=\frac{2e^2}{\pi c}\left[\ln\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-\frac{1}{2}\right]. \tag{21}$$

В другом крайнем случае $|\zeta|\gg 1$ имеем

$$\frac{dW_{\text{в}}}{d\omega}=\frac{dW_H}{d\omega}=\frac{2e^2}{\pi c}\left[\ln\frac{|\zeta|}{\sqrt{1-\beta^2}}-\frac{1}{2}\right]. \tag{22}$$

В обоих случаях имеем логарифмическую зависимость от энергии, однако во втором случае интенсивность излучения можно сделать заметно больше за счет большой величины $|\zeta|\gg 1$.

В этом случае излучение значительно больше также по сравнению с излучением при отсутствии теплового движения ($v_T=0$) в оптической области частот (см., напр., [11]).

В промежуточном случае $|\zeta|\gtrsim 1$ имеем

$$\frac{dW_H}{d\omega}\approx 0;\ \frac{dW_{\text{в}}}{d\omega}=\frac{2e^2}{\pi c}\left[\ln\frac{2}{\sqrt{1-\beta^2}}-\frac{1}{2}\right]. \tag{22}$$

Поступила 25.V.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. С. Элбакян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 29 (1969).
2. *R. B. Dingle*, Physica, 19, 311, 348, 729, 1187 (1953).
3. *А. В. Соколов*, Оптические свойства металлов, Физматгиз, М. (1961).
4. *В. П. Силин, А. А. Рухадзе*. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Госатомиздат, М., 1961.
5. *А. Н. Кондратенко, В. И. Мирошниченко*, ЖТФ, 35, 2154 (1965), ЖТФ, 36, 25 (1966).
6. *В. П. Силин, Е. П. Фетисов*, ЖЭТФ, 45, 1572 (1963).
7. *В. Е. Пафомов*, ЖЭТФ, 33, 1074 (1957).
8. *Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян*, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 12, 49 (1959).
9. *А. Ц. Аматуни*, ЖТФ, 34, 1354 (1964).
10. *Э. А. Канер, В. М. Яковенко*, ЖЭТФ, 42, 471 (1962).
11. *Н. А. Корхмазян, С. С. Элбакян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 3 (1969).

ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ԹԻԹԵՂԻ ՄԵՋ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Բ. Վ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Լուծված է վակուումում տեղադրված պլազմային թիթեղի մեջ առաջացած անցումային ճառագայթման խնդիրը թույլ տարածական դիսպերսիայի դեպքի համար ենթադրելով պլազմայի էլեկտրոնների դիֆֆուզային անդրադարձում սահմանից։ Իմպեդանսային մոտավորությամբ քննարկված է նաև ուժեղ տարածական դիսպերսիայի դեպքը։

ON TNE PROBLEM OF TRANSITION RADIATION FOR A PLASMA PLATE

B. V. KHACHATRIAN, S. S. ELBAKIAN

The problem of transition radiation in a plasma plate in vacuum is solved, assuming that the reflection of plasma electrons from plasma-vacuum boundary is a diffuse one. The limiting case of strong space dispersion is considered for a nonrelativistic eswell as relativistic plasma.