

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

А. Ц. АМАТУНИ, Э. В. СЕХПОСЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

В работе произведен анализ зависимости от энергии релятивистской частицы, углового и спектрального распределений интенсивности переходного излучения, возникающего при генерации слабо затухающих продольных волн в плазме в области слабой пространственной дисперсии. Оценен также вклад нулей и ветвлений диэлектрической проницаемости в области сильной пространственной дисперсии.

1. При пролете заряженной частицы через среду с пространственной дисперсией возбуждаются продольные волны (плазмоны), которые при определенных условиях на поверхности раздела среда-вакуум могут трансформироваться в поперечную электромагнитную волну. Возникновение продольных волн приводит к необходимости формулировать дополнительное граничное условие, «перепутывающее» продольные и поперечные компоненты поля. Именно в таком феноменологическом подходе задача рассматривалась Желновым [1]. В работе Яковенко [2] тепловое движение электронов среды, приводящее к пространственной дисперсии, учитывалось в гидродинамическом приближении. В дальнейшем Канер и Яковенко [3] и один из авторов [4] рассмотрели задачу о переходном излучении в среде с пространственной дисперсией в газовой-кинетическом приближении. Одним из основных результатов проведенного в [3] рассмотрения является то, что недостающее для сшивки дополнительное граничное условие на электромагнитное поле полностью заменяется граничным условием, накладываемым на функцию распределения электронов плазмы на границе с вакуумом. Обычно принимают условия зеркального или диффузного отражения электронов среды на границе [5]. Принятие условий диффузного отражения (для металлов) более соответствует экспериментальным данным в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра [6, 7].

В работе [3] авторы приводят выражение для интенсивности излучения в предположении зеркального отражения электронов плазмы от границы раздела при слабой дисперсии. В импедансном приближении рассмотрена также область частот, где выполнены условия сильной пространственной дисперсии. В работе [4] получены выражения для полей излучения в предположении как зеркального, так и диффузного отражения электронов плазмы от границы раздела.

В настоящей работе мы рассматриваем вопрос об энергетической зависимости, а также спектральное и угловое распределения переходного излучения в плазме при генерации пролетающей заряженной частицей продольных волн. Мы рассмотрим математически более простой случай зеркального отражения и будем пользоваться общими формулами, полученными в [4], где использовано разделение тензора диэлектрической проницаемости

на продольную и поперечную составляющие, и поэтому вклад от генерации продольных волн может быть проанализирован независимо.

2. Воспользовавшись результатами работы [4], выпишем выражения для тангенциальных компонент полей излучения в вакууме для случая, когда заряженная частица проходит границу раздела плазма-вакуум,

$$\vec{E}_{\parallel} = \vec{z} X, \quad \vec{H}_{\parallel} = \frac{c}{\omega \lambda_1} \{ \lambda_1^2 [\vec{n} \vec{E}'_{\parallel}] + (\vec{z} \vec{E}'_{\parallel}) [\vec{n} \vec{z}] \}, \quad (1)$$

$$X = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + I_1} \left[I_2 + \frac{1}{\frac{\omega^2}{v_0^2} - \lambda_1^2} \left(1 + \frac{v_0}{\omega} I_1 \right) \right], \quad (2)$$

$$I_1 = \frac{i}{\pi} \lim_{z \rightarrow +0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iqz} \left[x^2 (x^2 + q^2) - \frac{\omega^2}{c^2} (x^2 \varepsilon^{tr} + q^2 \varepsilon^l) \right] dq}{(x^2 + q^2) \left(x^2 + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} \right) \varepsilon^l}, \quad (3)$$

$$I_2 = -\frac{v_0}{\omega} \lim_{z \rightarrow +0} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iqz} \left[x^2 + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon^{tr} - \varepsilon^l) \right] \left[\delta_+ \left(q - \frac{\omega}{v_0} \right) + \delta_+ \left(q + \frac{\omega}{v_0} \right) \right] q dq}{(x^2 + q^2) \left(x^2 + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} \right) \varepsilon^l}, \quad (4)$$

где

$$\lambda_1 = \frac{\omega^2}{c^2} - x^2, \quad \text{Re } \lambda_1 > 0, \quad \text{Im } \lambda_1 > 0 \quad \text{для } \omega > 0,$$

$\vec{x}$ — тангенциальная составляющая волнового вектора $\vec{k}$, $\vec{n}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси z из плазмы в вакуум, v_0 — скорость налетающей частицы, ε^{tr} и ε^l — поперечная и продольная диэлектрические проницаемости плазмы (см. [5]).

Мы ограничимся рассмотрением нерелятивистской электронной плазмы ($mc^2 \gg \chi T_e$) и будем интересоваться областью частот, где выполнено условие слабой пространственной дисперсии $kv_T/\omega \ll 1$

($v_T = \sqrt{\frac{\chi T_e}{m}}$ — тепловая скорость электронов, χ — постоянная Больцмана, m и T_e — масса и температура электронов), ибо в этой области частот возможны слабо затухающие продольные волны. Для ε^{tr} и ε^l в этой области частот ($\omega \gg \nu_{эф}$, где $\nu_{эф}$ — эффективная частота столкновений электронов с ионами) имеем

$$\varepsilon^{tr}(\omega, k) = \varepsilon(\omega) - \alpha^{tr} \frac{c^2 (x^2 + q^2)}{\omega^2}, \quad (5)$$

$$\varepsilon^l(\omega, k) = \varepsilon(\omega) - \alpha^l \frac{c^2 (x^2 + q^2)}{\omega^2}, \quad (6)$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i\varepsilon''(\omega), \quad \varepsilon''(\omega) = \frac{\gamma_{эф} \omega_0^2}{\omega^3}, \quad (7)$$

где $\omega_0^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m}$ — квадрат плазменной частоты,

$$\alpha^l = 3\alpha^{lr} = 3 \frac{\chi T_e \omega_0^2}{mc^2 \omega^2}.$$

Для применимости разложений (5)—(7) необходимо выполнение условий

$$|\varepsilon(\omega)| \ll \frac{mc^2}{\chi T_e} \quad (\omega^2 \gg \omega_0^2 \frac{\chi T_e}{mc^2}). \quad (8)$$

Кроме того, в формулах (5)—(6) мы пренебрегли мнимыми членами, учитывая черенковское поглощение продольных колебаний, поскольку в рассматриваемой области частот эти члены экспоненциально малы.

Воспользовавшись формулами (1)—(4) и (5)—(7), для интенсивности излучения в вакууме получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2 v_0^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \times \\ &\times \left| \frac{1}{\varepsilon(\omega) \cos \theta + \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)}{1+\alpha^{lr}} - \sin^2 \theta} + \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{\frac{\varepsilon(\omega)}{\alpha^l} - \sin^2 \theta}}} \right|^2 \times \\ &\times \left\{ \frac{\varepsilon(\omega) + \beta_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)}{1+\alpha^{lr}} - \sin^2 \theta} + \beta_0 \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{\frac{\varepsilon(\omega)}{\alpha^l} - \sin^2 \theta}}}{1 - \beta_0^2 \cos^2 \theta} - \right. \\ &\left. - \frac{1}{1 - \beta_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)}{1+\alpha^{lr}} - \sin^2 \theta}} + \frac{1}{1 - \beta_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)}{\alpha^l} - \sin^2 \theta}} \right\}^2, \quad (9) \end{aligned}$$

где θ — угол излучения, отсчитываемый от положительного направления оси z , $\beta_0 = v_0/c$. Эта формула содержит в себе переходное и черенковское излучения на продольных волнах, вышедшее в вакуум. При отсутствии пространственной дисперсии ($v_T \rightarrow 0$) формула (9) переходит в соответствующую формулу работы [8].

Из формулы (9) видно, что влияние слабой пространственной дисперсии на генерацию поперечных волн незначительно ($\alpha^{lr} \ll 1$). Генерация же пролетающим зарядом продольных волн оказывается более существенной — во-первых, появляется третий член в фигурных скобках, полностью обусловленный этим эффектом (он исчезает при $\alpha^l \rightarrow 0$, $\varepsilon(\omega) \neq 0$), и, во-вторых, числитель первого члена в фигурных скобках, связанного с полем в вакууме, содержит добавочное слагаемое. Такое же слагаемое появилось и в общем множителе перед фигурной скобкой.

Анализ этих добавочных членов в формуле (9) показывает, что при больших энергиях пролетающей частицы вклад от продольных волн может оказаться существенным в следующих случаях.

а) $\frac{\varepsilon(\omega)}{\alpha'} - \sin^2 \theta \approx 1$. В этом случае третий член в фигурных скобках

формулы (9) становится существенно зависящим от энергии и при больших энергиях будет давать основной вклад в излучение. Частоты и углы, под которыми будет испускаться излучение, определяются из выписанного условия и связаны соотношением

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + 3\beta_T^2(1 + \sin^2 \theta)}, \quad (10)$$

где $\beta_T = v_T/c$. Условие (10) имеет место для достаточно разреженного газа, где выполнено условие $\frac{\varepsilon''(\omega)}{\alpha'} \approx \frac{\varepsilon''(\omega)}{3\beta_T^2} \ll 1$.

б) $\frac{\varepsilon(\omega)}{\alpha'} - \sin^2 \theta \ll 1 - \beta^2$, $\frac{\varepsilon''(\omega)}{\alpha'} \ll 1$. В этом случае при малых углах излучения $\theta \ll \sqrt{1 - \beta^2}$ существенным становится та часть первого

члена в фигурных скобках, которая связана с продольными волнами. Излучение в этом случае будет иметь место на частотах $\omega = \omega_0 \sqrt{1 + 3\beta_T^2 \theta^2}$. Формула для интенсивности излучения совпадает с формулой для случая идеального проводника, когда $\frac{\varepsilon''(\omega)}{\alpha'} \gtrsim 1$.

Таким образом, разреженная плазма при частотах излучения $\omega = \omega_0 \sqrt{1 + 3\beta_T^2 \theta^2}$ ведет себя как идеальный проводник.

в) В случае $1 - \beta_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)}{\alpha'} - \sin^2 \theta} \approx 0$ третий член в фигурных скобках дает выход в вакуум также черенковского излучения на продольных волнах. Частоты излучения определяются соотношением

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + 3\frac{v_T^2}{v_0^2}(1 - \beta_0 \sin^2 \theta)} \text{ при } \frac{\varepsilon''(\omega)}{\alpha'} \ll 1 \text{ (см. также [2-3])}.$$

3. Произведем анализ формулы (9) интенсивности переходного излучения в случаях (а) и (б). Имея в виду условие (а), проинтегрируем (9) по небольшому интервалу $-\delta_0 \leq \delta \leq \delta_0$ ($\delta_0 \ll 1$) вокруг фиксированного угла θ_0 , определяемых соотношениями $\theta = \theta_0 + \delta$, $\delta \ll \theta_0$.

При $\alpha' \approx 3\beta_T^2 \gg \sin^2 \theta_0 \approx \theta_0^2$ (случай малых углов излучения) имеем

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{16e^2}{3\pi c\beta_T^2} \theta_0^3 \delta_0 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^4, \quad (11)$$

где на углы и энергию частицы накладываются следующие ограничения:

$$\varepsilon''(\omega)/3\beta_T^2 \ll 1 - \beta_0^2, \quad (12)$$

$$4\theta_0\delta_0 \ll 1 - \beta_0^2. \quad (13)$$

В случае больших углов $\sin^2 \theta_0 \gg 3\beta_T^2$ и условия (12) имеем

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{16e^2 \sin \theta_0 \cos^2 \theta_0}{\pi c (1 + \sin^2 \theta_0)} \delta_0 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4. \quad (14)$$

Углы излучения ограничены условием

$$4\delta_0 \sin \theta_0 \cos \theta_0 \ll 1 - \beta_0^2. \quad (13')$$

Интегрируя (9) по интервалу δ с учетом условий (6), в случае углов излучения $\theta_0^2 \ll 1 - \beta_0^2$ мы приходим к формуле

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{4e^2}{\pi c} \theta_0^3 \delta_0 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4, \quad (15)$$

где $\delta_0 \ll \theta_0$. Как уже отмечалось выше, эта формула справедлива и при $\frac{\varepsilon''(\omega)}{\alpha^l} \lesssim 1$ и совпадает с формулой интенсивности в случае, когда среда является идеальным проводником.

Во всех случаях мы имеем резкую зависимость от энергии $\sim \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4$, однако в (11) и (14) δ_0 ограничено условиями (13) и (13'), а энергии ограничены условием (12). Заметим также, что вследствие четкой зависимости между излучаемой частотой и углом излучения малость δ_0 приводит к такой же малости интервала измеряемых частот $\Delta\omega$. Формула (9) для интенсивности излучения обусловлена вкладом полюсов подынтегральных выражений (3) и (4) в области слабой пространственной дисперсии.

Однако в интегралы (3) и (4), а следовательно, и в поля излучения (1) вносят вклад также точки ветвления $\varepsilon^{tr}(\omega, k)$ и $\varepsilon^l(\omega, k)$ (см., напр., [5, 9]). При этом основной вклад дают частоты $\omega \sim kv_T$ и интенсивность излучения определяется выражением

$$\begin{aligned} \left(\frac{dW}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{cut}} &\approx \frac{e^2 v_0^2}{\pi^2 c^3} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\left| \cos \theta - 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(\frac{\gamma T_e}{mc^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\sin^2 \theta}{|\varepsilon_+^l|^2 - 1} + \frac{\gamma T_e}{mc^2} \right) \right|^2} \times \\ &\times \left\| \frac{1 - 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(\frac{\gamma T_e}{mc^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\sin^2 \theta}{|\varepsilon_+^l|^2 - 1} + \frac{\gamma T_e}{mc^2} \right)}{1 - \beta_0^2 \cos^2 \theta} + \right. \\ &\left. + 2i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{v_0}{v_T} e^{-\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{v_T^2} \left(\left(\frac{v_0}{v_T} \right)^2 - \beta_0^2 \right)} \right\|^2, \quad (16) \end{aligned}$$

где

$$\varepsilon_+^l(\omega, k) = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \beta^2 [1 - J_+(\beta)],$$

$$J_+(\beta) = \beta e^{-\beta^2/2} \int_{i\infty}^{\beta} d\tau e^{-\tau^2/2}, \quad (17)$$

$$\beta = \omega/kv_T.$$

Как видно из приведенной формулы (16), точки ветвления дают основной вклад в области, где выполнены условия сильной пространственной дисперсии ($\omega \sim kv_T$ — для первого члена в фигурных скобках, $\omega \sim kv_0$, $v_0 \approx v_T$ — для второго). Поскольку $\omega_0 \leq \omega$, то формула (16) совпадает формулой интенсивности для идеального проводника при $v_0 \gg v_T$.

Нами рассмотрен также случай фермиевской плазмы при $\omega = kv_F$, где v_F — скорость на поверхности Ферми. В этом случае $(\varepsilon')^{-1}$ в (3) и (4) также имеет полюс, который соответствует возбуждению отдельных электронов плазмы, поднимаемых при возбуждении над поверхностью Ферми. Однако в силу экспоненциально малого числа таких электронов их вклад в образование переходного излучения также оказывается экспоненциально малым.

В более общем случае, когда $\varepsilon' = 0$ вдоль дисперсионной кривой в плоскости (ω, k) , можно было бы ожидать, как это видно из (3) и (4), больших эффектов от вклада продольных колебаний при $\partial \varepsilon' / \partial q \approx 0$. Однако одновременное выполнение условий $\varepsilon' = 0$ и $\partial \varepsilon' / \partial q \approx 0$ имеет место (для масквелловской и фермиевской плазмы) только в области слабой пространственной дисперсии, которая была рассмотрена выше.

Ереванский физический институт

Поступила 13.IV.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. А. Желнов. ЖЭТФ, 40, 170 (1961).
2. В. М. Яковенко. ЖЭТФ, 41, 385. (1961).
3. Э. А. Канер, В. М. Яковенко. ЖЭТФ, 42, 471 (1962).
4. А. Ц. Амамуни. ЖТФ, 34, 1354 (1964).
5. В. П. Силин, А. А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмодобных сред, Госатомиздат, М., 1961.
6. R. B. Dingle. Physica, 19, 311, 348, 729, 1187 (1953).
7. А. В. Соколов. Оптические свойства металлов, Физматгиз, М., 1961.
8. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
9. В. П. Силин, Е. П. Фетисов. ЖЭТФ, 41, 159 (1961).

ԱՆՑՈՒՄՍՅՈՒՆ ՀԱՌԱԳԱՅՅՈՒՄԸ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ԸՆԴԱՅՆԱԿԱՆ ԱՆԻՔՆԵՐԻ ԳՐԳՈՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Յ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Է. Վ. ՍԵՂՔՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Հորվածում անալիզի են ենթարկված պլազմա-վակուում սահմանը հատող մասնիկի անցումային ճառագայթման էներգիայի կախումը, սպեկտրալ և անկյունային բաշխումները այն դեպքում, երբ պլազմայում առաջանում են թույլ կլանվող ընդլայնական էլեկտրամագնիսական ալիքներ թույլ տարածական դիսպերսիայի տիրույթում: Քննարկված է նույն դիէլեկտրիկ թափանցելիության ուժեղ տարածական դիսպերսիայի տիրույթում գտնվող ղրոնների և նրա ճուղվածումների ներդրումը ճառագայթման մեջ:

TRANSITION RADIATION AT GENERATION OF LONGITUDINAL WAVES IN PLASMA

A. Ts. AMATUNI, E. V. SEKHOSSIAN, S. S. ELBAKIAN

The energy dependence of relativistic particle, the angular and spectral distributions of transition radiation emitted on plasma boundary at the generation of slowly damping longitudinal waves in the region of spatial dispersion are analysed. The effect of zeros and branch points of the dielectric permittivity in the region of strong spatial dispersion is estimated.