Изв. АН Армянской ССР, Физика, 4, 102—109 (1969)

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПО ОСИ КАНАЛА В ГИРОТРОПНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

В. А. АРАКЕЛЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

Рассмотрено излучение точечного заряда при движении по оси канала в гиротропной диэлектрической среде. Рассмотрены различные частные случаи. Вычислены потери энергии на излучение и исследована поляризация излученных волн. Показана, что анизотропия среды вне канала приводит к различным направлениям для фазовой скорости и луча; черенковский луч не наблюдается под углом $\theta = \arc \operatorname{Cos} \dfrac{1}{\beta n}$ [1] — [3].

1. **Общий случай.** Пусть в гиротропной среде, характеризующейся тензорной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_2 & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \tag{1}$$

и магнитной проницаемостью μ_2, имеется канал по оси z и с радиусом r_0, заполненный изотропной средой с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_1 и μ_1.

По оси канала со скоростью v движется электрический заряд e. Поле внутри канала складывается из собственного поля заряда и поля, отраженного от стенок.

Собственное поле заряда имеет вид:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\omega, \vec{r})\, e^{i\left(\frac{\omega}{v} z - \omega t\right)} d\omega,$$

$$E_z(\omega, r) = -\frac{l}{2\varepsilon_1 v^2} |\omega|\, \overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right) S^2,$$

$$E_r(\omega, r) = i\omega \frac{e}{2\varepsilon_1 v^2} S\, \overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right), \tag{2}$$

$$S^2 = \beta^2 \varepsilon_1 \mu_1^c - 1, \quad \beta = \frac{v}{c},$$

$$\overline{H}_{0,1}^1(|a|) = J_{0,1}(|a|) + i\frac{|a|}{a} N_{0,1}(|a|),$$

а для магнитного поля имеем

$$H_\varphi(\omega, r) = \frac{ie}{2vc} S\, \overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right). \tag{2a}$$

В отраженном поле вследствие гиротропии внешней среды появляется φ-компонента электрического поля E_φ, что влечет за собой появление в отраженном поле H_z и H_r.

Отраженное поле ищем в виде

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \int \vec{E}'(\vec{r}, \omega)\, e^{i\left(\frac{\omega}{v}z - \omega t\right)} d\omega, \tag{3}$$

где

$$E_z(\omega, r) = a(\omega)\, J_0\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right),$$

$$E_r(\omega, r) = b(\omega)\, J_1\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right),$$

$$E_\varphi(\omega, r) = c(\omega)\, J_1\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right), \tag{3а}$$

$$b(\omega) = -i\frac{|\omega|}{\omega}\frac{1}{S}\, a(\omega).$$

Для магнитных полей

$$H_z'(\omega, r) = d(\omega)\, J_0\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right),$$

$$H_\varphi'(\omega, r) = Q(\omega)\, J_1\left(\frac{|\omega|}{v} Sr\right), \tag{3б}$$

$$d(\omega) = -i\frac{S}{\beta\mu_1}\, c(\omega), \quad Q(\omega) = -i\frac{|\omega|}{\omega}\frac{\beta\varepsilon_1}{S}\, a(\omega).$$

Преломленное в гиротропную среду поле ищется в виде [5]:

$$\vec{E}''(r, t) = \int [\vec{E}_1(\omega, \vec{r}_2) + \vec{E}_3(\omega, \vec{r})]\, e^{i\left(\frac{\omega}{v}z - \omega t\right)}, d\omega, \tag{4}$$

где

$$E_{1,2\,z}(\omega, r) = a_{1,2}(\omega)\overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v} S_{1,2}\, r\right),$$

$$E_{12,\,r}(\omega, r) = b_{1,2}(\omega)\, \overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v} S_{1,2}\, r\right), \tag{4а}$$

$$E_{1,2\,\varphi}(\omega, r) = c_{1,2}(\omega)\, \overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v} S_{1,2}\, r\right).$$

Коэффициенты $a_{1,2}$, $b_{1,2}$ и $c_{1,2}$ связаны между собой соотношениями

$$b_{1,2}(\omega) = i\frac{|\omega|}{\omega}\frac{S_{1,2}^2 - \beta^2\varepsilon_2\mu_2}{S_{1,2}}\, a_{1,2}(\omega),$$

$$c_{1,2}(\omega) = \frac{|\omega|}{\omega}\frac{\varepsilon_2}{g}\frac{S_{1,2}^2 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\alpha^2}{S_{1,2}} \cdot a_{1,2}(\omega),$$

$$\alpha^2 = \beta^2\varepsilon_2\mu_2 - 1,$$

$$S_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left[\alpha^2\left(1+\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\right) - \beta^2\varepsilon_2\mu_2\frac{g^2}{\varepsilon_2^2} \pm \xi\right], \tag{4б}$$

$$\xi = \left\{\left(1-\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\right)^2\alpha^4 + \beta^4(\varepsilon_2\mu_2)^2\frac{g^4}{\varepsilon_2^4} + 2\frac{g^2}{\varepsilon_2^2}\left[\beta^2\varepsilon_2\mu_2\left(1+\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\right) + \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}-1\right)\right]\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Для магнитных полей преломленного поля имеем:

$$H_{1,2z} = d_{1,2}(\omega)\overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v}S_{1,2}r\right),$$

$$H_{1,2\varphi} = Q_{1,2}(\omega)\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}S_{1,2}r\right), \tag{4с}$$

$$d_{1,2} = -\frac{i}{\beta\mu_2}\frac{\varepsilon_2}{g}\left(S_{1,2}^2 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}\alpha^2\right)a_{1,2},$$

$$Q_{1,2} = -i\frac{|\omega|}{\omega}\frac{\beta\varepsilon_3}{S_{1,2}}Q_{1,2}.$$

Обозначив для краткости

$$\frac{|\omega|}{v}Sr_0 = \gamma, \quad \frac{|\omega|}{v}S_{1,2}r_0 = \gamma_{1,2}, \tag{5}$$

выпишем полученные из граничных условий выражения для a, $a_{1,2}$ и c:

$$a = \frac{\Delta_1}{\Delta}, \quad a_{1,2} = \frac{\Delta_{3,4}}{\Delta}, \quad c = \frac{\Delta_2}{\Delta}, \tag{6}$$

где

$$\Delta_1 = \frac{e|\omega|S}{2\varepsilon_1 v^2}\left\{\xi\left[\frac{S^2}{S_1S_2}\frac{\mu_2\varepsilon_3}{\mu_1\varepsilon_1}J_0(\gamma)\overline{H}_0^1(\gamma)\overline{H}_1^1(\gamma_1)\overline{H}_1^1(\gamma_2) + \right.\right.$$
$$+ J(\gamma)\overline{H}_1^1(\gamma)\overline{H}_0^1(\gamma_1)\overline{H}_0^1(\gamma_2)\Bigg] + \frac{S}{S_2}\overline{H}_0^1(\gamma_1)\overline{H}_1^1(\gamma_2)\left[\frac{\mu_2}{\mu_1}\eta_2J_0(\gamma)\overline{H}_1^1(\gamma) - \right.$$
$$\left. - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\eta_1J_1(\gamma)\overline{H}_1^1(\gamma)\right] + \frac{S}{S_1}\overline{H}_0^1(\gamma_1)\overline{H}_1^1(\gamma_1)\left[\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\eta_2J_1(\gamma)\overline{H}_0^1(\gamma) - \right.$$
$$\left.\left. - \frac{\mu_2}{\mu_1}\eta_1J_0(\gamma)\overline{H}_0^1(\gamma)\right]\right\},$$

$$\Delta_2 = \frac{\varepsilon_2}{g}\frac{e|\omega|S}{2\varepsilon_1v^2}\eta_1\eta_2\frac{2}{\pi\gamma}\left[\frac{D_2}{S_2} - \frac{D_3}{S_1} + i\frac{|\omega|}{\omega}\left(\frac{B_3}{S_1} - \frac{B_2}{S_2}\right)\right].$$

$$\Delta_3 = -\frac{eS}{2_1\varepsilon v^2}i\omega\eta_2\left[\frac{\mu_2}{\mu_1}\frac{S}{S_2}J_0(\gamma)\overline{H}_1^1(\gamma_2) - J_1(\gamma)\overline{H}_0^1(\gamma)\right]\frac{2}{\pi\gamma},$$

$$\Delta_4 = \frac{eS}{2\varepsilon_1v^2}i\omega\eta_1\left[\frac{\mu_2}{\mu_1}\frac{S}{S_1}J_0(\gamma)\overline{H}_1^1(\gamma_1) - J_1(\gamma)\overline{H}_0^1(\gamma_1)\right]\frac{2}{\pi\gamma}. \tag{6а}$$

Для Δ имеем:

$$\Delta = A_1\overline{H}_0^1(\gamma_2) + \overline{H}_0^1(\gamma_2) + A_2\overline{H}_0^1(\gamma_1)\overline{H}_1^1(\gamma_2) + A_3\overline{H}_0^1(\gamma_2)\overline{H}_0^1(\gamma_1) +$$
$$+ A_4\overline{H}_1^1(\gamma_1)\overline{H}_1^1(\gamma_2). \tag{6б}$$

В формулах (6а) и (6б) были введены обозначения:

$$A_1 = \xi J_1^2(\gamma) \frac{1}{S},$$

$$A_2 = \frac{1}{S_2} J_0(\gamma) J_1(\gamma) \left[\frac{\mu_2}{\mu_1} \left(S_2^2 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \alpha^2 \right) - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \left(S_1^2 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \alpha^2 \right) \right],$$

$$A_3 = \frac{1}{S_1} J_0(\gamma) J_1(\gamma) \left[\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \left(S_2^2 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \alpha^2 \right) - \frac{\mu_2}{\mu_1} \left(S_1^2 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \alpha^2 \right) \right],$$

$$A_4 = \frac{S}{S_1 S_2} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \frac{\mu_2}{\mu_1} \xi j_0^2(\gamma),$$

$$\gamma_{1,2} = S_{1,2}^2 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \alpha^2,$$

$$\begin{aligned}
B_1 &= J_0(\gamma_1) J_0(\gamma_2) - N_0(\gamma_1) N_0(\gamma_2),\\
B_2 &= J_0(\gamma_1) J_1(\gamma_2) - N_0(\gamma_1) N_1(\gamma_2),\\
B_3 &= J_1(\gamma_1) J_0(\gamma_2) - N_1(\gamma_1) N_0(\gamma_2),\\
B_4 &= J_1(\gamma_1) J_1(\gamma_2) - N_1(\gamma_1) N_1(\gamma_2),\\
D_1 &= J_0(\gamma_1) N_0(\gamma_2) + J_0(\gamma_2) N_0(\gamma_1),\\
D_2 &= J_0(\gamma_1) N_1(\gamma_2) + J_1(\gamma_2) N_0(\gamma_1),\\
D_3 &= J_1(\gamma_1) N_0(J_2) + J_0(\gamma_2) N_1(\gamma_1),\\
D_4 &= J_1(\gamma_1) N_1(\gamma_2) + J_1(\gamma_2) N_1(\gamma_1).
\end{aligned} \tag{6в}$$

Причем

$$\begin{aligned}
\mathrm{Re}\,\Delta &= A_1 B_1 + A_2 B_2 + A_3 B_3 + A_4 B_4 = P_1,\\
\mathrm{Im}\,\Delta &= A_1 D_1 + A_2 D_2 + A_2 D_3 + A_4 D_4 = P_2.
\end{aligned} \tag{6c}$$

Потери энергии частицей имеют вид

$$\frac{dW}{dz} = -\frac{e^2}{2\varepsilon_1 v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{d_1' p_1 + d_2' p_2}{p_1^2 + p_2^2} + i \frac{|\omega|}{\omega} \frac{d_1' p_2 - d_2' p_1}{p_1^2 + p_2^2} \right\} d\omega, \tag{7}$$

где Δ_1 представлен в виде

$$\Delta_1 = \frac{e\,|\omega|\,S}{2\varepsilon_1 v^2} \left(d_1' + i \frac{|\omega|}{\omega} d_2' \right). \tag{8}$$

Первый член в подынтегральном выражении (7) дает потери в виде сплошного спектра, второй описывает потери на дискретных частотах ω_l, удовлетворяющих условию

$$p_1^2(\omega_l) + p_2^2(\omega_l) = 0. \tag{9}$$

Выражение (7) является слишком сложным для исследования, поэтому мы подробнее исследуем 2 частных случая, тем более, что реально всегда выполняется условие $g \ll |\varepsilon_2|$ и $g \ll |\varepsilon_3|$.

2. Пусть наряду с малостью g имеет место $|\varepsilon_2 - \varepsilon_3| \sim g^2$.

Этот случай реализуется, например, когда гиротропия достигается наложением на изотропный диэлектрик постоянного магнитного поля.

Тогда компоненты тензора диэлектрической проницаемости (1) принимают вид

$$\varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_0^2 (\omega_s^2 - \omega^2)}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 - \omega_H^2 \omega^2},$$

$$\varepsilon_3 = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_s^2 - \omega^2},$$

$$g = \frac{\omega_0^2 \omega_H \omega}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 - \omega_H^2 \omega^2}, \tag{10}$$

$$\omega_0 = \frac{4\pi N e^2}{m}; \quad \omega_H = \frac{eH}{mc},$$

ω_s — собственная частота электронов среды. Тогда с точностью до g^2 $\varepsilon_3 = \varepsilon_2$ [6],

$$\xi = 2 \frac{g}{\varepsilon_2} \beta \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2},$$

$$S_{1,2}^2 = \alpha^2 \pm \frac{g}{\varepsilon_2} \beta \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \tag{11}$$

и с небольшой неточностью $\gamma_2 = \gamma_1 = \frac{|\omega|}{V} \alpha r_0$.

Нас будет интересовать поле вне канала.

Детерминант системы принимает простой вид:

$$\Delta = \frac{2g^2 \beta \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}}{S \varepsilon_2^2} \left[J_1(\gamma) \overline{H}_0^1(\gamma_1) - \frac{S}{\alpha} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} J_0(\gamma) \overline{H}_0^1(\gamma_1) \right] \times$$

$$\times \left[J_1(\gamma) \overline{H}_0^1(\gamma_1) - \frac{S}{\alpha} \frac{\mu_2}{\mu_1} J_0(\gamma) \overline{H}_1^1(\gamma_1) \right]. \tag{12}$$

Поле в волновой зоне, когда функции Ганкеля можно заменить их асимптотическими выражениями, принимает вид

$$E_{2z}(\omega, r) = \frac{eS}{\pi r_0 \varepsilon_1 v} \frac{|\omega|}{\omega} \left\{ \frac{\cos\left(\frac{\omega}{c} r \frac{g\sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}}{2\alpha}\right)}{J_1(\gamma) \overline{H}_0^1(\gamma_1) - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \frac{S}{\alpha} J_0(\gamma) \overline{H}_0^1(\gamma_1)} - \right.$$

$$- \frac{ig\beta\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}{2\alpha} \sin\left(\frac{\omega}{c} r \frac{g\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}{2\alpha}\right) \times$$

$$\left. \times \frac{\frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{S}{\alpha} J_0(\gamma) \left[\frac{1}{2\alpha} \overline{H}_1^1(\gamma) - \frac{|\omega|}{v} r_0 \overline{H}_0^1(\gamma_1) \right] - J_1(\gamma) \left[\overline{H}_1^1(\gamma_1) \frac{|\omega|}{v} r_0 - \frac{1}{2\alpha} \overline{H}_0^1(\gamma_1) \right]}{\left[J_1(\gamma) \overline{H}_0^1(\gamma_1) - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{S}{\alpha} J_1(\gamma) \overline{H}_1^1(\gamma_1) \right] \left[J_1(\gamma) \overline{H}_0^1(\gamma_1) - \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{S}{\alpha} J_0(\gamma_1) \overline{H}_1^1(\gamma_1) \right]} \right\} \times$$

$$\times e^{i \frac{\omega}{v} \alpha r} \sqrt{\frac{2i}{\pi \frac{|\omega|}{v} \alpha r}}, \tag{13}$$

$$E_{2\varphi}(\omega, r)=\frac{eS\beta\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}{\pi r_0\,\varepsilon_1 v\alpha}\left\{\frac{\sin\left(\frac{|\omega|}{v}\,r\,\frac{g\beta\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}{2\alpha}\right)}{J_1(\gamma)\,\overline{H}{}_0^1(\gamma_1)-\frac{S}{\alpha}\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}J_0(\gamma)\overline{H}{}_1^1(\gamma_1)}-\right.$$

$$-ig\beta\frac{\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}{2\alpha}\cos\left(\frac{|\omega|}{v}\,r\,\frac{g\beta\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}{2\alpha}\right)\frac{\frac{\mu_2}{\mu_1}\frac{S}{\alpha}J_0(\gamma)\left[\frac{\overline{H}{}_1^1(\gamma_1)}{2\alpha}+\frac{|\omega|}{v}r_0\,\overline{H}{}_0^1(\gamma_1)\right]-}{\left[J_1(\gamma)\overline{H}{}_0^1(\gamma_1)-\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{S}{\alpha}J_0(\gamma)\overline{H}{}_1^1(\gamma_1)\right]\times}$$

$$\left.\frac{-J_1(\gamma)\left[\frac{|\omega|}{v}r_0\overline{H}{}_1^1(\gamma_1)-\frac{3}{2\alpha}\overline{H}{}_0^1(\gamma_1)\right]}{\times\left[J_1(\gamma)\overline{H}{}_0^1(\gamma)-\frac{\mu_2}{\mu_1}\frac{S}{\alpha}J_0(\gamma)\,\overline{H}{}_1^1(\gamma_1)\right]}\right\}\sqrt{\frac{2i}{\pi\frac{|\omega|}{v}r\alpha}}\;e^{i\frac{\omega}{v}r\alpha}.$$

Первые члены в фигурных скобках (13) описывают поле, поляризованное по кругу вправо, и плоскость поляризации его делает полный оборот на расстоянии

$$r_0=\frac{4\pi\alpha c}{g\omega\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}. \tag{14}$$

Поле состоит из дискретного и непрерывного спектров.

Вторые члены в фигурных скобках формул (13) описывают левополяризованное излучение пренебрежимо малой интенсивности, $\sim g^2$ от основного.

3. Рассмотрим другой частный случай, когда имеется сильная начальная анизотропия, т. е. $|\varepsilon_3-\varepsilon_2|\gg g$.

Тогда в разложении величин $S_{1,2}$ по степеням g членов первого порядка не будет и с точностью до квадратичных членов по g в фазах и амплитудах [6] можно считать, что гиротропия не влияет на поле заряда. Действительно, амплитуды полей E_φ, H_r и H_z являются величинами $\sim g$, т. е. вклад в энергию, который они дают $\sim g^2$, т. е. пренебрежимо мал, а поляризованное эллиптически излучение, когда соотношение осей эллипса $\sim 10^{-5}-10^{-6}$, смело можно считать линейно поляризованным.

Таким образом, задача сводится к движению в канале, который окружен анизотропной, но не гиротропной средой.

В этом случае

$$\gamma_1=\gamma_z=\frac{|\omega|}{v}\sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}}\,\alpha r_0,$$

$$a_1=a_2=\frac{e|\omega|S^2}{4\varepsilon_1 v^2}\cdot\frac{J_0(\gamma)\overline{H}{}_1^1(\gamma)-J_1(\gamma)\overline{H}{}_0^1(\gamma)}{J_1(\gamma)\overline{H}{}_0^1(\gamma_1)-J_0(\gamma)\overline{H}{}_1^1(\gamma_1)\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}}\frac{\varepsilon_3 S}{\varepsilon_1\alpha}}, \tag{15}$$

$$E_{1z}(\omega, r)+E_{2z}(\omega, r)=E_z'(\omega, r)=2a_1\overline{H}{}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v}\sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}}\,\alpha r\right),$$

или после некоторых преобразований

$$E_z^{\cdot}(\omega, r) = -\frac{ie\,\omega S}{\varepsilon_1 v\,|\omega| r_0}\,\frac{\overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v}\sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}}\,\alpha r\right)}{J_1(\gamma)\overline{H}_0^1(\gamma_1) - J_0(\gamma)\overline{H}_1^1(\gamma_1)\,\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\frac{S}{\alpha}\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}}}\cdot \tag{16}$$

Отсюда видно, что в анизотропную среду выходят 2 типа излучения, со сплошным спектром и дискретным, имеющим место на частотах

$$|\Delta(\omega_i)| = 0.$$

Волновой вектор излучения составляет с осью z угол θ:

$$\theta = \operatorname{arctg}\sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}}\,\alpha, \tag{17}$$

в то время как энергия движется под углом θ_1, который определяется [2] из

$$\operatorname{tg}\theta_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}}\,\alpha. \tag{18}$$

Вне канала наблюдаются лишь необыкновенные волны.

Отметим одну интересную особенность. Пусть движение происходит в вакууме, а среда вне канала такова, что $\varepsilon_2 < 0$, $\varepsilon_3 > 0$. Из (16) видно, что поле на больших расстояниях имеет вид

$$E(\omega, r) = E(\omega)\, e^{i\frac{\omega}{v}\sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}(\beta^2\varepsilon_2\mu_2 - 1)}\, r}, \tag{19}$$

и условием генерации излучения Вавилова—Черенкова вне канала является

$$\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}(\beta^2\varepsilon_2\mu_3 - 1) > 0. \tag{20}$$

При выбранных нами знаках ε_2 и ε_3 условие (20) выполняется для любых скоростей заряда, т. е. при любых $v \neq 0$ имеет место излучение, поток энергии которого составляет со скоростью тупой угол θ_1, определяемый

$$\operatorname{tg}\theta_1 = -\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}(\beta^2\varepsilon_2\mu_2 - 1)}\cdot \tag{21}$$

Вторая возможность удовлетворить условию (20) при малых

$$\varepsilon_2 > 0,\ \varepsilon_3 < 0, \qquad \beta^2\varepsilon_2\mu_2 < 1. \tag{22}$$

В этом случае излучение имеет место при скоростях

$$v < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}, \tag{23}$$

и при достижении частицей предельной скорости (23) исчезает.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25.II.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. М. Болотовский*, УФН, 75, 295 (1961).
2. *В. Е. Пафомов*, ЖЭТФ, 32, 366 (1957).
3. *В. М. Болотовский, О. С. Мергелян, С. Н. Столяров*, Изв. ВУЗов, Радиофизика (в печати).
4. *Э. Д. Газазян, О. С. Мергелян*, ЖТФ, 35, 198 (1965).
5. *О. С. Мергелян*, ЖТФ (в печати).
6. *О. С. Мергелян*, ЖТФ, 37, 828 (1967).

ՀԻՐՈՏՐՈՊ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԻ ՄԵՋ ԳՏՆՎՈՂ ԿԱՆԱԼԻ ԱՌԱՆՑՔՈՎ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Վ. Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Դիտարկված է լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը, երբ նա շարժվում է հիրոտրոպ միջավայրում տեղավորված իզոտրոպ կանալի առանցքով։ Դիտարկված են տարբեր մասնավոր դեպքեր։ Հաշվված են էներգիայի կորուստները ճառագայթման վրա, և հետազոտված է ճառագայթված էլեկտրամագնիսական ալիքների բևեռացվածությունը։

Ցույց է տրված, որ կանալից դուրս գտնվող միջավայրի անիզոտրոպությունը բերում է ճառագայթի և ֆազային արագության համար տարբեր ուղղությունների։

Չերենկովյան ճառագայթումը չի դիտվում $\theta = \arccos \beta_n^{-1}$ *անկյան տակ։*

ON RADIATION OF A CHARGE MOVING ALONG THE CANAL AXIS IN A GYROTROPIC DIELECTRIC

B. A. ARAKELIAN, O. C. MERGELIAN

The radiation of a point charge moving along the canal axis in a gyrotropic dielectric medium is considered. Various particular cases are examined. The energy losses of the radiation are calculated and the polarization of the radiation of electromagnetic waves is studied. The anisotropy of the medium beyond the canal is shown to lead to directions of various phase the velocity and the beam. No Čerencov beam is observed at the θ arc cos β_n^{-1} angle.