

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

О. С. Мержелян

Излучение заряда при пролете параллельно
 границе раздела изотропной и оптически
 активной сред

Излучение заряженной частицы при пролете параллельно границе раздела двух изотропных сред подробно рассматривалось в ряде работ [1] — [5].

В работе [6] было рассмотрено излучение заряженной частицы в оптически активной среде, причем было показано, что частица в такой среде создает поляризованное по кругу излучение двух видов (правую и левую поляризацию). В настоящей работе рассмотрено излучение частицы, пролетающей в изотропной среде над оптически активной. При этом в оптически активной среде может генерироваться право и левополяризованное по кругу излучение. Получены формулы для полей и потоков энергии в оптически активной среде.

1. Пусть точечный заряд e летит со скоростью $v = v_y$. Координаты заряда $x = 0$, $z = 0$, $y = vt$. Полупространство $z < a$ занимает среда с постоянными ϵ_1, μ_1 , при $z > a$ имеем оптически активную среду с постоянными $\epsilon_2, \mu_2, \gamma$, где γ — параметр, определяющий оптическую активность среды [6], [7].

Поле заряда раскладывается в интеграл Фурье [5]

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{k},$$

где

$$\vec{E}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2 \epsilon_1} \frac{\frac{\omega v}{c^2} \epsilon_1 \mu_1 - \vec{k}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 \mu_1},$$

$$\vec{H}(\vec{k}) = \frac{\epsilon_1}{c} [\vec{v} \vec{E}(\vec{k})],$$

$$\omega = \vec{k} \vec{v}.$$

(1)

Среду с постоянными ϵ_1, μ_1 назовем первой средой, среду с постоянными $\epsilon_2, \mu_2, \gamma$ будем называть второй средой.

Отраженное и преломленное поля являются решениями однородных уравнений поля. Поле в первой среде мы обозначим индексом 1 снизу, поле во второй среде будем обозначать индексом 2 снизу. Решения однородных уравнений в первой и второй средах имеют вид

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(\vec{r}, t) &= \int \vec{E}_1(k) e^{i(k_x x + \frac{\omega}{v} y + \alpha_1 z - \omega t)} d\vec{k}, \\ \vec{E}_2(\vec{r}, t) &= \int e^{i(k_x x + \frac{\omega}{v} y - \omega t)} \left(\vec{E}_2^+(k) e^{i\alpha_2^+ z} + \vec{E}_2^- e^{i\alpha_2^- z} \right) d\vec{k}.\end{aligned}\quad (2)$$

Поле во второй среде является суммой двух поляризованных по кругу волн.

Индекс плюс соответствует правой поляризации, индекс минус — левой.

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= -\sqrt{\frac{\omega^2}{v^2} S_1^2 - k_x^2}, \\ \alpha_2^\pm &= \sqrt{\frac{\omega^2}{v^2} S_2^{\pm 2} - k_x^2},\end{aligned}\quad (3)$$

где

$$\begin{aligned}S_1^2 &= \beta^2 \varepsilon_1 \mu_1 - 1, \\ S_2^{\pm 2} &= \beta^2 n_2^{\pm 2} - 1, \\ n_2^{\pm 2} &= \mu_2 (\varepsilon_2 \pm \gamma).\end{aligned}\quad (3')$$

В оптически активной среде имеют место следующие соотношения между Фурье-компонентами полей [7]

$$\begin{aligned}E_{2x}^\pm(k) &= -\frac{k_x \alpha_2^\pm - i \frac{\omega^2}{v^2} \beta n_2^\pm}{\frac{\omega^2}{v^2} + k_x^2} E_{2z}^\pm(k), \\ E_{2y}^\pm(k) &= -\frac{\omega}{v} \frac{\alpha_2^\pm \pm i k_x \beta n_2^\pm}{\frac{\omega^2}{v^2} + k_x^2} E_{2z}^\pm(k), \\ D_2^\pm(k) &= (\varepsilon_2 \pm \gamma) E_2^\pm(k), \\ H_2^\pm(k) &= \frac{c}{\omega \mu_2} [k_x n_x + \frac{\omega}{v} n_y + \alpha_2^\pm n_z, E_2^\pm(k)].\end{aligned}\quad (4)$$

Из условий шивки на границе раздела сред получим следующие уравнения для определения Фурье-компонент полей во второй среде:

$$\begin{aligned}
& \left(\alpha_2^+ - \frac{\varepsilon_2 + \gamma}{\varepsilon_1} \alpha_1 \right) e^{ia(\alpha_2^+ - k_z)} E_{2z}^+(\vec{k}) + \\
& + \left(\alpha_2^- - \frac{\varepsilon_2 - \gamma}{\varepsilon_1} \alpha_1 \right) e^{ia(\alpha_2^- - k_z)} E_{2z}^-(\vec{k}) = \alpha_1 \xi, \\
& - n_2^+ \left(\alpha_2^+ - \frac{\mu_2}{\mu_1} \alpha_1 \right) e^{ia(\alpha_2^+ - k_z)} E_{2z}^+(\vec{k}) + \\
& + n_2^- \left(\alpha_2^- - \frac{\mu_2}{\mu_1} \alpha_1 \right) e^{ia(\alpha_2^- - k_z)} E_{2z}^-(\vec{k}) = -i\beta k_x \varepsilon_1 \mu_2 \xi,
\end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\xi = \frac{ie}{2\pi^2 \varepsilon_1} \frac{k_z - \alpha_1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1}.$$

Из уравнений (5) для Фурье-компонент полей во второй среде получим следующие выражения

$$\begin{aligned}
E_{2z}^+(\vec{k}) &= \xi \eta_2 e^{ia(k_z - \alpha_2^+)}, \\
E_{2z}^-(\vec{k}) &= \xi \eta_2^* e^{ia(k_z - \alpha_2^-)}.
\end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\eta_2 = \frac{\alpha_1 \left(\alpha_2^- - \frac{\mu_2}{\mu_1} \alpha_1 \right) n_2^- + i\beta k_x \varepsilon_1 \mu_2 \left(\alpha_2^- - \frac{\varepsilon_2 - \gamma}{\varepsilon_1} \alpha_1 \right)}{n_2^+ \left(\alpha_2^+ - \frac{\varepsilon_2 + \gamma}{\varepsilon_1} \alpha_1 \right) \left(\alpha_2^- - \frac{\mu_2}{\mu_1} \alpha_1 \right) + n_2^- \left(\alpha_2^- - \frac{\varepsilon_2 - \gamma}{\varepsilon_1} \alpha_1 \right) \left(\alpha_2^+ - \frac{\mu_2}{\mu_1} \alpha_1 \right)}$$

а η_2^* получается из η_2 взаимной заменой индексов $+$ и $-$ и изменением знака перед i и γ .

Поле в оптически активной среде имеет вид

$$E_{2z}(\vec{r}, t) = \int e^{i(k_x x + \frac{\omega}{v} y - \omega t)} \left(\eta_2 e^{ia_2^+(z-a) + iak_z} + \eta_2^* e^{ia_2^-(z-a) + iak_z} \right) \xi dk. \quad (7)$$

После интегрирования по k_z мы получим для $E_{2z}(\vec{r}, t)$ следующее выражение

$$E_{2z}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i \frac{\omega}{v} (y - vt)} \frac{e}{\pi v \varepsilon_1} (I_1 + I_2) d\omega, \quad (8)$$

где

$$I_1 = - \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_2 e^{ik_x x - i\omega a_1 + ia_2^+(z-a)} dk_x, \quad (9)$$

$$I_2 = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\eta_2^*} e^{ik_x x - i a z_1 + i z_2^* (z-a)} dk_x \quad (9)$$

Интегралы I_1 и I_2 берутся методом перевала. Введем новые координаты ρ и θ .

$$x = \rho \sin \theta \quad z - a = \rho \cos \theta.$$

Точками перевала будут точки $k_{x0} = \frac{\omega}{v} S_2^+ \sin \theta$ для интеграла I_1 и $k_{x0} = \frac{\omega}{v} S_2^- \sin \theta$ для интеграла I_2 .

После интегрирования по k_x получим

$$I_1 = \sqrt{\frac{2\pi}{\rho}} i \frac{\omega}{v} S_2^+ \cos \theta \tau_{20}^* e^{i a \frac{\omega}{v} \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta}} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_{20} = & n_2^- \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \left(\sqrt{S_2^{-2} - S_2^{+2} \sin^2 \theta} + \right. \\ & n_2^- \left(S_2^+ \cos \theta + \frac{\varepsilon_2 + \gamma}{\varepsilon_1} \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \right) \times \\ & \left. + \frac{\mu_2}{\mu_1} \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \right) + \\ & \rightarrow \dots \rightarrow \frac{\times \left(\sqrt{S_2^{-2} - S_2^{+2} \sin^2 \theta} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \right) +}{\dots} \\ & + i \varepsilon_1 \mu_2 S_2^+ \sin \theta \left(\sqrt{S_2^{-2} - S_2^{+2} \sin^2 \theta} + \right. \\ & \rightarrow \dots \rightarrow \left. + n_2^+ \left(\sqrt{S_2^{-2} - S_2^{+2} \sin^2 \theta} + \frac{\varepsilon_2 - \gamma}{\varepsilon_1} \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \right) \times \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon_2 - \gamma}{\varepsilon_1} \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \right) \\ & \rightarrow \dots \rightarrow \frac{\times \left(S_2^+ \cos \theta + \frac{\mu_2}{\mu_1} \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \right)}{\dots} \\ I_2 = & \sqrt{\frac{2\pi}{\rho}} i \frac{\omega}{v} S_2^- \cos \theta \tau_{20}^* e^{i a \frac{\omega}{v} \sqrt{S_1^2 - S_2^{-2} \sin^2 \theta}} \quad (11) \end{aligned}$$

где τ_{20}^* получается из τ_{20} изменением знака перед i и γ и взаимной заменой индексов плюс и минус.

Для поля во второй среде получим следующее выражение

$$E_{2z}(\vec{r}, t) = \frac{e}{v} \sqrt{\frac{2}{\pi \rho}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \theta e^{i \frac{\omega}{v} (y - vt)} \times$$

$$\times \left(\eta_{20} \right) \sqrt{i \frac{\omega}{v} S_2^+ e^{i \frac{\omega}{v} a \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta}} + i \frac{\omega}{v} S_2^+} + \\ + \eta_{20}^* \sqrt{i \frac{\omega}{v} S_2^- e^{i \frac{\omega}{v} a \sqrt{S_1^2 - S_2^{-2} \sin^2 \theta}} + i \frac{\omega}{v} S_2^-} \Big) d\omega. \quad (12)$$

2. Рассмотрим некоторые частные случаи и приведем выражения для потоков энергии в оптически активной среде. Что касается первой среды, то заметим только, что в случае, когда $S_1^2 > 0$, падающая на границу черенковская волна при отражении переходит в эллиптически поляризованную.

В отношении излучения во второй среде мы рассмотрим два основных частных случая: когда $S_1^2 < 0$ и когда $S_1^2 > 0$.

а) $S_1^2 > 0$. В первой среде возникает излучение Вавилова-Черенкова, падающее на границу раздела сред. Если при этом $S_2^{+2} < 0$ и $S_2^{-2} < 0$, то оно целиком отражается от границы раздела.

Если же $S_2^{+2} > 0$, $S_2^{-2} < 0$ (мы считаем, что $\gamma > 0$), то имеет место следующая картина. В оптически активной среде генерируется собственное излучение Вавилова-Черенкова, имеющее правую круговую поляризацию и распространяющееся в области

$$S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta < 0.$$

Поток энергии дается выражением

$$\frac{dW_2^+}{dy} = \frac{4e^2}{\pi v^2} \int_{\eta_{20}^+ > 1} \omega d\omega \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{(z_2 + \gamma) S_2^{+2} \cos^2 \theta}{1 + S_2^{+2} \sin^2 \theta} |\eta_{20}|^2 e^{-2a \frac{\omega}{v} \sqrt{S_2^{+2} \sin^2 \theta - S_1^2}} d\theta. \quad (13)$$

В области же $S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta > 0$ распространяется правополяризованное излучение, которое пришло из первой среды и преломилось на границе. Поток его дается выражением

$$\frac{dW_n^+}{dy} = \frac{4e^2}{\pi v^2} \int_{\eta_{20}^+ > 1} \omega d\omega \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{(z_2 + \gamma) S_2^{+2} \cos^2 \theta}{1 + S_2^{+2} \sin^2 \theta} |\eta_{20}|^2 d\theta. \quad (14)$$

Если же S_2^{-2} тоже положительная величина, то излучение во второй среде состоит из суммы потоков право и левополяризованного излучения, причем в области $S_1^2 - S_2^{-2} \sin^2 \theta < 0$ генерируется поток $\frac{dW_2^-}{dy}$, который получается из $\frac{dW_2^+}{dy}$ заменами $S_2^+ \rightarrow S_2^-$, $\eta_{20} \rightarrow \eta_{20}^*$ и $\gamma \rightarrow -\gamma$. В области же $S_1^2 - S_2^{-2} \sin^2 \theta > 0$ распространяется поток $\frac{dW_n^-}{dy}$,

получающийся такими же заменами из $\frac{dW_n^+}{dy}$. Полный поток $\frac{dW}{dy} = \frac{dW^+}{dy} + \frac{dW^-}{dy}$. При этом поток $\frac{dW^+}{dy}$ распространяется под углом $\cos \theta^+ = \frac{1}{\beta n_2^+}$ со скоростью $c^+ = \frac{c}{n_2^+}$; поток $\frac{dW^-}{dy}$ имеет скорость $c^- = \frac{c}{n_2^-}$ и идет под углом $\cos \theta^- = \frac{1}{\beta n_2^-}$. Заметим, что в случаях, когда $S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta < 0$ надо в η_{20} и η_{20}^* производить замены

$$V \sqrt{S_1^2 - S_2^{+2} \sin^2 \theta} \rightarrow i \frac{\omega}{|\omega|} V \sqrt{S_2^{+2} \sin^2 \theta - S_1^2}.$$

б) $S_1^2 < 0$. Будем считать, что $S_2^{+2} > 0$ и $S_2^{-2} > 0$. В этом случае в активной среде могут распространяться лишь генерированные в ней самой волны. Поток энергии излучения задается формулой

$$\frac{dW}{dy} = \frac{dW_2^+}{dy} + \frac{dW_2^-}{dy},$$

где

$$\frac{dW_2^+}{dy} \text{ и } \frac{dW_2^-}{dy}$$

определяются так же, как и в а).

Излучение частицы, пролетающей в оптически активной среде над изотропной представляет собой самостоятельную задачу и в настоящей работе не рассматривается. Отметим только следующую особенность. Если частица пролетает в среде, для которой $S_2^{+2} > 0$, а $S_2^{-2} < 0$, то она излучает лишь правополяризованные волны. Но при наличии границы раздела с изотропной средой в активной среде будут иметь место и левополяризованные волны. Это следует из того, что при отражении от плоской границы с изотропной средой волна частично меняет свою поляризацию [7].

В заключение приношу благодарность Б. М. Болотовскому за интерес к работе и ценные замечания.

ЦИИ Физико-техническая лаборатория

АН Армянской ССР

Поступила 20 IX 1962

Օ. Ս. ՄԵՐԵԼՅԱՆ

ԼԻՑԻԱ ՃԱՌԱԳԱՅՅՈՒՄԸ ԻԶՈՏՐՈՊ ԵՎ ՕՊՏԻԿՈՐԵՆ ԱԿՏԻՎ
ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԻՆ ԶՈՒԳԱԶԵՌ ԱՆՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հորվածում դիտարկված է լիցրի ճառագայթումը իզոտրոպ և օպտիկորեն ակտիվ միջավայրերի սահմանին դուզանա անցման ժամանակ: Ցույց է տրված, որ մի շարք դեպքերում օպտիկորեն ակտիվ միջավայրում առաջա-

նում է շրջանով քննազգած չերենկովյան ճառագայթում: Աստիմետրիզմ է առաջացված ճառագայթման բնույթը, ինչպես նաև ստացված են դաշտերի ու ճառագայթման էներգիայի հոսքի արտահայտությունները: Չախ և աչ քննազգած ալիքների միջև ինտերֆերենցիա տեղի չի ունենում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Danos M.* Излучение заряда протяженными электронными пучками. Миллиметровые и субмиллиметровые волны. М., 1959.
2. *Linhart I. G.* Излучение Черенкова электронами, движущимися параллельно границе диэлектрика. Там же.
3. *Пафомов В. Е.* Излучение точечного заряда, летящего вдоль границы раздела 2-х сред. ЖЭТФ, **32**, 610, 1957.
4. *Ситенко А. Г., Ткалич В. С.* Об эффекте Черенкова при движении параллельно границе раздела двух сред. ЖТФ, **29**, 1074, 1959.
5. *Гарибян Г. М., Мергелян О. С.* Излучение заряда, пролетающего параллельно границе раздела сред. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, **13**, № 2, 1960.
6. *Болотовский Б. М., Мергелян О. С.* Излучение Вавилова-Черенкова в оптически активной среде. "Оптика и спектроскопия", **14**, вып. 3, 1963.
7. *Мергелян О. С.* Отражение и преломление электромагнитных волн на границе изотропной и оптически активной сред. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, **15**, № 6, 1962.