Краткие сообщения по физике № 6 июнь 1971

К ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ГРАНИЦЫ*)

А. И. Плис, Н. М. Сафиходжаев

В настоящей работе предлагается простой метод решения задач об излучении Вавилова-Черенкова при наличии плоских границ раздела. Рассмотрение проведено на примере полубесконечного одноосного кристалла, граничащего с изотропной средой (оптическая ось кристалла перпендикулярна границе раздела).

Пусть заряженная частица пролетает на расстоянии d от границы раздела изотропной среды и кристалла, находясь в кристалле. Направим ось x вдоль оптической оси кристалла, а ось z вдоль траектории частицы. Граница раздела есть плоскость $x = -d$, а координаты заряда $x = 0$, $y = 0$, $z = vt$.

Кристалл будем характеризовать тензором

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_e & & \\ & \varepsilon_o & \\ & & \varepsilon_o \end{pmatrix},$$

а изотропную среду параметром ε_2. Рассматриваемые среды считаем немагнитными, т.е. $\mu_1 = \mu_2 = 1$.

---

*) Более подробно результаты исследования предполагается опубликовать в журнале Известия АН Арм. ССР, серия "Физика".

Решение легко построить, воспользовавшись аналогией со случаем падения плоской световой волны на границу раздела двух сред. Поле в кристалле будет слагаться из собственных (падающих) волн и "отраженных", а поле в изотропной среде будет представлять собой "преломленные" волны.

Выражение для собственного поля частицы в кристалле можно найти в /1/. Оно может быть представлено в виде двух слагаемых, одно из которых разлагается по необыкновенным "неоднородным" волнам, а второе – по обыкновенным.

Ввиду перпендикулярности оптической оси кристалла к границе раздела необыкновенные волны разлагаются по плоским волнам, у которых вектор $\vec{H}$ перпендикулярен плоскости падения, в то время как в разложении обыкновенной волны присутствуют только волны с вектором $\vec{E}$, перпендикулярным плоскости падения. В этом случае поляризация "отраженных" и "преломленных" волн будет совпадать с поляризацией падающих.

Приведем здесь выражения для собственного поля частицы в кристалле в рассматриваемом случае ориентации оптической оси

$$H_{ye}^{(0)} = -\frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega \frac{\omega^2}{vc\varkappa^2} e^{i\nu_e},$$

$$H_{ze}^{(0)} = \frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega \frac{\omega k_y}{c\varkappa^2} e^{i\nu_e}, \tag{1}$$

$$E_{yo}^{(0)} = \frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega \frac{\omega^2 k_y}{c^2\varkappa^2\lambda_o} e^{i\nu_o},$$

$$E_{zo}^{(0)} = -\frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega \frac{v\omega k_y^2}{c^2\lambda_o\varkappa^2} e^{i\nu_o}, \tag{2}$$

где

$$\lambda_e = \sqrt{\varepsilon_o\omega^2/c^2 - (\varepsilon_o/\varepsilon_e)\varkappa^2}\,, \qquad \lambda_o = \sqrt{\varepsilon_o\omega^2/c^2 - \varkappa^2}\,,$$

$$\varkappa^2 = k_y^2 + k_z^2, \quad k_z = \frac{\omega}{v}, \quad \nu_e = \lambda_e|x| + k_y y + \frac{\omega}{v} z - \omega t,$$

$$\nu_o = \lambda_o|x| + k_y y + \frac{\omega}{v} z - \omega t,$$

и нижние индексы "о" соответствуют обыкновенным волнам, а "е" – необыкновенным.

С помощью формул Френеля /2/ теперь легко можно записать выражения для "отраженных" и "преломленных" волн. Здесь мы приведем значения полей только для "отраженных" волн

$$E_{yo}^{(1)} = \frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega\, \frac{\lambda_o - \lambda_2}{\lambda_o + \lambda_2}\cdot\frac{\omega^2 k_y}{c^2\varkappa^2\lambda_o}\, e^{i\nu_{1o}},$$

$$E_{zo}^{(1)} = -\frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega\, \frac{\lambda_o - \lambda_2}{\lambda_o + \lambda_2}\cdot\frac{v\omega k_y^2}{c^2\varkappa^2\lambda_o}\, e^{i\nu_{1o}}, \tag{3}$$

$$H_{ye}^{(1)} = -\frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega\, \frac{\varepsilon_2\lambda_e - \varepsilon_o\lambda_2}{\varepsilon_2\lambda_e + \varepsilon_o\lambda_2}\cdot\frac{\omega^2}{vc\varkappa^2}\, e^{i\nu_{1e}},$$

$$H_{ze}^{(1)} = \frac{q}{2\pi v}\iint dk_y d\omega\, \frac{\varepsilon_2\lambda_e - \varepsilon_o\lambda_2}{\varepsilon_2\lambda_e + \varepsilon_o\lambda_2}\cdot\frac{\omega k_y}{c\varkappa^2}\, e^{i\nu_{1e}}. \tag{4}$$

Здесь

$$\lambda_2 = \sqrt{\varepsilon_2\omega^2/c^2 - \varkappa^2}, \qquad \nu_{1o} = 2\lambda_o d + \lambda_o x + k_y y + \frac{\omega}{v} z - \omega t,$$

$$\nu_{1e} = 2\lambda_e d + \lambda_e x + k_y y + \frac{\omega}{v} z - \omega t.$$

Найдем теперь спектральную плотность потерь на излучение. Потери энергии заряженной частицы на единицу длины пути могут быть записаны как работа движущегося заряда против сил реакции со стороны поля

$$\frac{dW}{dz} = qE_z\Big|_{\substack{x=0\\y=0\\z=vt}} = q\left(E_{zo}^{(0)} + E_{zo}^{(1)} + E_{ze}^{(0)} + E_{ze}^{(1)}\right)\Big|_{\substack{x=0\\y=0\\z=vt}}.$$

Величины $E_{ze}^{(0)}$ и $E_{ze}^{(1)}$ находятся из (1) и (4) с помощью уравнений Максвелла. После подстановки в (5) получаем выражение для потерь в наиболее общем виде

$$\frac{dW}{dz} = -\frac{q^2}{2\pi v}\,\mathrm{Re}\iint dk_y d\omega\left\{\frac{\omega\lambda_e}{v\varepsilon_o\varkappa^2}\left(1 - \frac{\varepsilon_2\lambda_e - \varepsilon_o\lambda_2}{\varepsilon_2\lambda_e + \varepsilon_o\lambda_2}\exp(2id\lambda_e)\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{v\omega k_y^2}{c^2\lambda_o\varkappa^2}\left(1 + \frac{\lambda_o - \lambda_2}{\lambda_o + \lambda_2}\exp(2id\lambda_o)\right)\right\}.$$

В заключение авторы благодарят Б. М. Болотовского, В. Е. Пафомова и С. Н. Столярова за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
2 апреля 1971 г.

Литература

1. Б. М. Болотовский. УФН, 62, 201 (1957).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1957 г.