

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Э. Д. Газазян, О. С. Мержелян

Излучение точечных и протяженных зарядов,
 движущихся вблизи границы раздела с гиротропным
 диэлектриком

Излучение точечных зарядов, движущихся вблизи границы раздела с изотропным диэлектриком, рассматривалось ранее в ряде работ [1]—[4]. В отличие от случая безграничного диэлектрика при движении частицы в вакууме потери на ионизацию отсутствуют, что существенно в вопросах, связанных с генерированием излучения Вавилова-Черенкова. В настоящей работе рассматривается излучение точечных и протяженных зарядов, движущихся в вакууме вдоль границы раздела с диэлектриком, помещенным во внешнее магнитное поле. Задача решена в приближении малости параметра гирации g , который имеет величину порядка $10^{-3} - 10^{-6}$ (в реально достижимых магнитных полях). Например, для частот $\omega \gg \frac{eH_0}{mc}$, где H_0 — внешнее поле,

$$g = \frac{4\pi Ne^3 \omega \vec{H}_0}{cm^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2},$$

где ω_0 — собственная частота электронов среды, равная $\omega_0^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$.

Это приводит к тому, что g практически не сказывается на амплитудах полей и интенсивности излучения, но существенно вращает плоскость поляризации излучения. Аналогичное явление имеет место при движении заряда в канале, проделанном в гиротропном диэлектрике. Полученные результаты могут быть полезны для генерирования излучения заданной поляризации.

1. Пусть плоскость $z = d$ является границей раздела двух сред. Полупространство $z > d$ — диэлектрик с диэлектрической постоянной ϵ , полупространство $z < d$ — вакуум. Вдоль оси z наложено внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$. Материальные уравнения поля в диэлектрике имеют вид [5]

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} + i[g \vec{E} \times \vec{F}], \\ \vec{B} &= \vec{H}. \end{aligned} \quad (1)$$

Из уравнений поля и материальных уравнений (1) с точностью до членов $\sim \frac{g}{\varepsilon}$ вытекает следующее дисперсионное соотношение для гиротропного диэлектрика

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \pm \frac{\omega}{cn} (\vec{k} \vec{g}), \quad n^2 = \varepsilon. \quad (2)$$

Кроме того, имеют место соотношения

$$E_z = \frac{k_x k_z \pm i \frac{\omega}{c} n k_y}{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon} E_x, \quad (3)$$

$$E_y = \frac{k_x k_y \mp i \frac{\omega}{c} n k_z}{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon} E_x.$$

Поле заряда в вакууме имеет вид [5]

$$\vec{E} = \int \vec{E}(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \vec{r} - \omega t)} d\vec{k}, \quad (4)$$

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

Поле в среде ищется в виде

$$\vec{E}' = \int e^{i(k_x x + \frac{\omega}{v} y - \omega t)} \left\{ \vec{E}_1(\vec{k}) e^{i\lambda_1 z} + \vec{E}_2(\vec{k}) e^{i\lambda_2 z} \right\} d\vec{k}, \quad (5)$$

где

$$\lambda_{1,2} = \lambda \pm \frac{g}{2\varepsilon} \frac{\omega^2}{c v} n \frac{1}{\lambda}, \quad (6)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\omega^2}{v^2} s^2 - k_x^2}, \quad \beta^2 \varepsilon - 1 = s^2.$$

Из граничных условий для Фурье-компонент поля имеем

$$E_{1,2r} = -\frac{ie}{4\pi^2} \frac{k_x(\lambda + \alpha) \pm i\beta \frac{n}{\varepsilon} \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - k_x^2 \right) + \varepsilon \left(\lambda \alpha - \frac{\omega^2}{v^3} \right) \right]}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) (\lambda + \alpha) (\lambda + \alpha \varepsilon)} \times$$

$$\times (\alpha + k_z) e^{i d(k_z - \lambda_{1,2})}, \quad \alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega^2}{v^2} - k_x^2. \quad (7)$$

Введя цилиндрическую систему координат

$$\rho \cos \varphi = (z - d), \quad \rho \sin \varphi = x, \quad y = y, \quad (8)$$

после интегрирования по k_z и k_x для полей на больших расстояниях имеем

$$E'_x = \frac{e}{\sqrt{\pi \rho} v} \int \sqrt{-2i \frac{\omega}{v} s} \frac{\exp i \left\{ \frac{\omega}{v} s \rho + \frac{\omega}{v} y - \omega t \right\}}{(s \cos \varphi + i z_0)(s \cos \varphi + i z_0)} \cos \varphi \times \\ \times \left[s \sin \varphi (\epsilon s \cos \varphi + i z_0) \cos \left(\frac{g}{2\epsilon} \frac{\omega}{c} n \frac{\rho}{s} \right) - \right. \\ \left. - \beta \frac{n}{\epsilon} ((\beta^2 \epsilon \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \epsilon (s \cos \varphi z_0 - 1)) \sin \left(\frac{g}{2\epsilon} \frac{\omega}{c} n \frac{\rho}{s} \right) \right] d\omega, \quad (9)$$

$$x_0^2 = 1 - \beta^2 + s^2 \sin^2 \varphi.$$

Из формул (2) и (9) следует, что излучение в гиротропной среде имеет круговую поляризацию и плоскость поляризации делает полный оборот на расстоянии $\rho_0 = \frac{4\pi n c s}{\omega g}$. Излучение имеет место при

$\beta n > 1$ и распространяется под черенковским углом $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$.

Энергия, излучаемая частицей на единице пути в цилиндрическую полосу единичной ширины и радиуса ρ , будет

$$\frac{dW}{dy} = \frac{2e^2}{\pi v^2} \int_{\beta n > 1} \omega W(\omega) d\omega, \quad (10)$$

где

$$W(\omega) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{s^2 \cos^2 \varphi [s^2 (1 + \epsilon) \sin^2 \varphi + \epsilon (1 - \beta^2)]}{(\epsilon - 1) [(\epsilon + 1) \cos^2 \varphi + \beta^2 \epsilon (\epsilon \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi)]} e^{-2i d \frac{\omega}{v} \epsilon} d\varphi. \quad (11)$$

2. Если у нас имеется не точечный, а протяженный заряд длины a , расположенный вдоль оси y и имеющий линейную плотность q_0 , то результаты получатся из формул (9)–(11) заменой

$$e \rightarrow \frac{2q_0 v}{\omega} \sin \frac{\omega a}{2v}. \quad (12)$$

Это приводит к тому, что излучение на частотах $\omega = \frac{\pi v}{a} (2k+1)$ имеет максимальную интенсивность, в то время как частоты $\omega = 2 \frac{\pi v}{a} k$ не излучаются (k — целое число).

3. Пусть теперь заряд e движется по оси пустого канала в среде с диэлектрической постоянной ϵ . Ось z является осью канала, и вдоль

оси наложено внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$. Радиус канала равен r_0 . Нетрудно убедиться, что потери энергии в этом случае (в нашем приближении $g \ll 1$) такие же, как и при отсутствии магнитного поля (см., например, [3]—[4]), однако, поляризация излучения Вавилова-Черенкова вне канала круговая. Излучение, как и в указанных выше работах, имеет место, если $\beta n > 1$, а вектор поляризации на больших расстояниях имеет вид

$$\vec{E} = \int E_0(\omega) \left[\vec{l} \cos \left(\frac{g}{2z} \frac{\omega}{c} n \frac{\rho}{s} \right) + \frac{1}{v} [\vec{l} \vec{v}] \sin \left(\frac{g}{2z} \frac{\omega}{c} n \frac{\rho}{s} \right) \right] e^{i \left(\frac{\omega}{v} \rho + \frac{\omega}{v} z - \omega t \right)} d\omega, \quad (13)$$

где $\vec{l}$ — единичный вектор, направление которого совпадает с направлением вектора поляризации в отсутствие магнитного поля, а

$$E_0(\omega) = \frac{e}{c} \sqrt{\frac{2}{\pi \rho}} \sqrt{-i \frac{\omega}{v} s} f(\omega) \frac{k_1^2}{k_2^2}. \quad (14)$$

В формуле (14)

$$f(\omega) = \frac{1}{r_0} \frac{1}{\frac{\varepsilon k_1}{k_2} I_0(k_1 r_0) K_1(k_2 r_0) + I_1(k_1 r_0) K_0(k_2 r_0)}, \quad (15)$$

$$k_1 = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad k_2 = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \beta^2 \varepsilon}.$$

Из формул (13) следует, что плоскость поляризации излучения делает полный поворот на расстоянии $\rho_0 = \frac{4\pi c n s}{\omega g}$ и вращается в на-

правлении от $\vec{l}$ к $[\vec{l} \vec{v}]$. В этом отношении излучение частицы, движущейся по оси пустого канала не отличается от излучения в сплошном диэлектрике, помещенном в магнитное поле.

Авторы благодарны Б. М. Болотовскому и М. Л. Тер-Микаеляну за интерес к работе и ценные замечания.

Физический институт ГКАЭ
ЦНИ физико-техническая лаборатория
АН Армянской ССР

Поступила 30 XII 1963

Է. Դ. Գազարյան, Օ. Ս. Մերգելյան

ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՍՍՀՄԱՆԻՆ ՄՈՏ ՇԱՐԺՎՈՂ ԿԵՏԱՅԻՆ ԵՎ
ԳԾԱՅԻՆ ԼԻՑԻԵՐԻ ԶԱՌԱԳԱՅՅՈՒՄԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Աշխատության մեջ դիտարկված է կետային և դժային լիցքերի չեղհեկողման հառադալթումը, հրք նրանք շարժվում են հիբոտորպ միջավայրի

աճանին մոտ, նրան դուգանու: Յուլց է տրված, որ արտաքին մագնիսական դաշտը գործնականորեն չի փոխում ճառագայթման ինտենսիվությունը և էական ազդում է միայն ճառագայթման բևեռացման վրա, ընդ որում դիտվում է գերազանցապես աջ շրջանաձև բևեռացումը: Ինչ վերաբերվում է ձախ էլիպտիկ բևեռացման ինտենսիվությանը, նա համեմատական է $\frac{g^2}{\varepsilon^2}$ -ն,

և բոլորովին զեպքերում ալն կարելի է արհամարհել:

Դիտարկված է նաև գլանային սիմետրիայի դեպքը, երբ վեցքը շարժվում է հիբոտրոպ միջավայրում արված գլանային կանալի առանցքով: Եզրակացությունները նույնն են:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Пафомов В. Е. Излучение точечного заряда, летящего вдоль границы раздела двух сред. ЖЭТФ, **32**, 1957, 610.
2. Гарабян Г. М., Мергелян О. С. Излучение заряда, пролетающего параллельно границе раздела сред. Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, **13**, № 2, 1960.
3. Гинзбург В. Л., Франк И. М. Излучение электрона и атома, движущихся по оси канала в плотной среде. ДАН СССР, **56**, 1947, 599.
4. Гарабян Г. М., Карапетян Р. В. Движение заряда по оси неоднородного цилиндрического диэлектрика. Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, **16**, № 5, 1963.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1959.