

УДК 538.116

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ
ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА В ФЕРРИТАХ

К. А. Рязанцев

Рассмотрено излучение заряженной частицы, пролетающей через границу раздела вакуума с ферритом, имеющим две магнитные подрешетки. Показано, что излучение поляризовано эллиптически. Найдена спектральная плотность излучения и исследована возможность выхода черенковского излучения в вакуум при движении частицы из вакуума в среду.

Излучение, возникающее при прохождении заряженной частицей границы раздела двух сред, рассматривалось неоднократно (см., например, [1-3]). В частности, и переходное излучение на границе раздела гиротропного ферродиелектрика с вакуумом исследовалось Яковенко [4]. Однако в этой работе в выражении для спектральной плотности излучения учтен вклад лишь от излучения, поляризованного в плоскости, содержащей траекторию частицы и направление на точку наблюдения, хотя оно имеет эллиптическую поляризацию.

В этой заметке рассмотрено излучение, возникающее при нормальном падении заряженной частицы на границу раздела между двухподрешеточным ферритом и вакуумом. В отличие от негиротропной среды это излучение имеет некоторые особенности.

Во-первых, благодаря магнитной гиротропии среды как переходное, так и выходящее в вакуум излучение Вавилова—Черенкова имеет эллиптическую поляризацию.

Другая особенность связана с подрешеточной структурой феррита. Хотя в диапазоне СВЧ, в котором обычно и рассматриваются электромагнитные свойства ферритов, подрешеточная структура проявляется слабо, тем не менее сильное обменное взаимодействие между подрешетками приводит к появлению нового высокочастотного или «обменного» резонанса наряду с «обычным» низкочастотным ферромагнитным резонансом. Поэтому для ферритов с двумя подрешетками существует два интервала частот (в области «обычного» и «обменного» резонанса), в которых необыкновенная черенковская волна распространяется под тупым углом к направлению движения частицы. Следовательно, в принципе возможен выход генерируемого в феррите черенковского излучения в вакуум при влете частицы в феррит*. Однако в интервале, лежащем в диапазоне СВЧ, черенковское излучение на необыкновенных волнах в вакуум не выходит. В другом частотном интервале, лежащем в области «обменного» резонанса, условие выхода необыкновенной волны в некоторых случаях может выполняться.

1. Пусть феррит занимает полупространство $z > 0$, а частица движется со скоростью v_0 в положительном направлении оси z , совпадающей с осью гиротропии. Поскольку вклад, вносимый в излучение воз-

* На возможность распространения черенковского излучения под тупым углом к направлению движения частицы и выхода в вакуум при влете частицы в кристалл впервые указал Пафомов [3, 5].

буждаемыми в феррите «быстрыми» спиновыми волнами, не учитывается, то пространственной дисперсией тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ можно пренебречь. Тогда без учета затухания тензор $\hat{\mu}$ имеет вид [6].

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & i\mu' & 0 \\ -i\mu' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (1)$$

$$\mu = 1 - \frac{\omega^2 \sigma^2 - \nu^2 \rho^2}{\omega^4 - \omega^2 \alpha^2 + \nu^4}, \quad \mu' = \frac{\omega}{\Omega_0} \frac{\Omega_0^2 (\omega^2 - \nu^2) + \rho^2 (\sigma^2 - \rho^2)}{\omega^4 - \omega^2 \alpha^2 + \nu^4};$$

$$\alpha^2 = \lambda_0^2 (\gamma_1 M_2 - \gamma_2 M_1)^2 + 2\lambda_0 [M_2 \gamma_1^2 (H_0 + H_1) + M_1 \gamma_2^2 (H_2 - H_0)] + \gamma_1^2 (H_0 + H_1)^2 + \gamma_2^2 (H_2 - H_0)^2,$$

$$\nu^2 = \lambda_0 \gamma_1 \gamma_2 [M_1 (H_0 + H_1) + M_2 (H_2 - H_0)] + \gamma_1 \gamma_2 (H_0 + H_1) (H_2 - H_0), \quad (2)$$

$$\sigma^2 = 4\pi \lambda_0 M_1 M_2 (\gamma_1 - \gamma_2)^2 + 4\pi [M_1 \gamma_1^2 (H_0 + H_1) + M_2 \gamma_2^2 (H_2 - H_0)],$$

$$\rho^2 = 4\pi \lambda_0 \gamma_1 \gamma_2 (M_1 - M_2)^2 + 4\pi \gamma_1 \gamma_2 [M_1 (H_2 - H_0) + M_2 (H_0 + H_1)],$$

$$\Omega_0 = 4\pi (\gamma_1 M_1 - \gamma_2 M_2),$$

$\gamma_{1,2}$ — гиромагнитные отношения подрешеток, H_0 — внешнее подмагничивающее поле, $M_{1,2}$ и $H_{1,2}$ — статические намагниченности и поля анизотропии подрешеток, λ_0 — постоянная обменного взаимодействия между подрешетками (постоянная молекулярного поля).

В отношении электрических свойств феррит будем считать негиротропным и характеризовать скалярной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$.

Вычисления, аналогичные вычислениям в [2], приводят к следующим выражениям для фурье-компонент электрического поля в вакууме:

$$E_n = -\frac{ie}{2\pi^2} \frac{\beta^2 c^2 k_{\perp}^2}{\omega^2} \xi(k_{\perp}) n, \quad (3)$$

$$E_t = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\beta^2 c^2 \lambda' k_{\perp}}{\omega^2} \xi(k_{\perp}) - \frac{e\beta^2}{2\pi^2} \eta(k_{\perp}) [k_{\perp} \times n],$$

где n — единичный вектор оси z .

В (3) введены следующие обозначения:

$$\xi(k_{\perp}) = \frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_2) \Delta} \left[(P_1 - P_2) + (R_1 - R_2) \frac{(\varepsilon - \beta c \lambda_1 / \omega) (\varepsilon - \beta c \lambda_2 / \omega)}{1 - \beta^2 c^2 (\lambda')^2 / \omega^2} \right],$$

$$\eta(k_{\perp}) = \mu' \frac{s_0^2}{\Delta} \left(\frac{Q_1 - Q_2}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{\varepsilon}{1 + \beta \frac{c}{\omega} \lambda'} \right),$$

$$\Delta = \lambda_1 \lambda_2 [\varepsilon (\lambda')^2 + s_0^2 - \lambda' (\lambda_1 + \lambda_2)] + s_0^2 [\mu \varepsilon (\lambda')^2 + s_1^2 - \varepsilon \lambda' (\lambda_1 + \lambda_2)],$$

$$P_{1,2} = \frac{(s_0^2 - \lambda' \lambda_{2,1}) (s_1^2 - \lambda_{2,1}^2)}{1 + \beta \frac{c}{\omega} \lambda_{1,2}}, \quad Q_{1,2} = \frac{\varepsilon \lambda' - \lambda_{2,1}}{1 + \beta \frac{c}{\omega} \lambda_{1,2}},$$

$$R_{1,2} = \frac{(s_0^2 - \lambda' \lambda_{1,2})(s_1^2 - \lambda_{1,2}^2)}{\varepsilon - \beta \frac{c}{\omega} \lambda_{1,2}},$$

$\lambda_{1,2}$ — корни дисперсионного уравнения

$$\lambda^4 - \lambda^2 (\mu s_0^2 + s_1^2) + s_0^2 \left(\mu s_1^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu'^2 \right) = 0,$$

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{\mu s_0^2 + s_1^2 \pm [(\mu s_0^2 - s_1^2)^2 + 4 \varepsilon \mu'^2 s_0^2 \omega^2 / c^2]^{1/2}}{2}, \quad (4)$$

$$(\lambda')^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2, \quad s_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - k_{\perp}^2, \quad s_1^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu - k_{\perp}^2, \quad \beta = \frac{v_0}{c}.$$

В этих выражениях постоянная распространения λ_2 должна быть положительной как при $\text{Re} \mu > 0$, так и при $\text{Re} \mu < 0$; λ_1 положительна при $\text{Re} \mu > 0$ и отрицательна при $\text{Re} \mu < 0$. Выбор знака λ_1 и λ_2 , так же, как и в задаче о преломлении плоской волны [7], определяется направлением потока энергии. Для необыкновенной волны при $\text{Re} \mu < 0$ вектор Пойнтинга направлен от границы, если λ_1 имеет отрицательный знак.

Выполняя интегрирование по k_{\perp} , получим следующие выражения для полей излучения в вакууме:

$$E_{\parallel} = H_{\varphi} = -\frac{e\beta^2}{\pi v_0 R} \sin \theta \cos \theta \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_0 \exp \left[i\omega \left(\frac{R}{c} - t \right) \right] d\omega,$$

$$E_{\varphi} = -H_{\parallel} = i \frac{e\beta^2}{\pi v_0 R} \sin \theta \cos \theta \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_0 \exp \left[i\omega \left(\frac{R}{c} - t \right) \right] d\omega,$$

где $\xi_0 = \frac{\omega}{c} \xi \left(\frac{\omega}{c} \sin \theta \right)$, $\eta_0 = \frac{\omega^2}{c^2} \eta \left(\frac{\omega}{c} \sin \theta \right)$, E_{\parallel} — компонента электрического поля, лежащая в плоскости, содержащей траекторию частицы и радиус-вектор точки наблюдения \mathbf{R} , E_{φ} — компонента, лежащая в перпендикулярной плоскости, θ — угол между \mathbf{R} и \mathbf{n} .

Для получения полей излучения при движении частицы из феррита в вакуум нужно заменить в (5) β на $-\beta$. Из (5) видно, что излучение в вакууме действительно имеет эллиптическую поляризацию. Эта ситуация аналогична ситуации, возникающей при отражении плоской волны от ферромагнетика (или любой другой гиротропной среды): если на ферромагнетик падает линейно поляризованная волна, то отраженная волна поляризована эллиптически. Следует отметить, что $|E_{\parallel}| \sim |E_{\varphi}|$ лишь в области «обычного» и «обменного» резонанса; вдали от резонансных частот, в частности, в оптической области спектра, излучение можно считать линейно поляризованным, поскольку $|\mu'| \ll 1$.

Для спектральной плотности излучения в элемент телесного угла $d\Omega$ имеем выражение

$$\frac{d^2 W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \sin^2 \theta \cos^2 \theta (|\xi_0|^2 + |\eta_0|^2), \quad (6)$$

которое при $\mu' = 0$ переходит в формулу для спектральной плотности излучения, полученную в [3]. Следует отметить, что в области «обменного» резонанса на частотах, при которых $0 < \text{Re} \mu \ll 1$, максимум

в угловом распределении излучения для ферритов с большими диэлектрическими проницаемостями смещается в сторону углов, более близких к $\pi/2$, по сравнению с положением максимума в угловом распределении излучения для диэлектрика проницаемости ε .

2. Рассмотрим теперь возможность выхода черенковского излучения в вакуум при влете частицы в феррит.

Из (2) следует, что для двухподрешеточных ферритов существует два интервала частот, в которых $\text{Re} \mu < 0$. Один из них (существующий и в ферродиэлектрике с одной подрешеткой),

$$\frac{v^4}{\alpha^2} < \omega^2 < v^2 \frac{v^2 + \rho^2}{\alpha^2}, \quad (7)$$

имеет ширину того же порядка, что и сама частота. Другой интервал, вдали от точек компенсации для механических моментов подрешеток,

$$\alpha^2 < \omega^2 < \alpha^2 + \sigma^2, \quad (8)$$

очень узкий, так как $\sigma^2 \ll \alpha^2$. При частотах, удовлетворяющих (7) и (8), черенковское излучение на необыкновенных волнах распространяется под тупым углом к направлению движения частицы.

Поэтому при условии

$$1 + \beta \frac{c}{\omega} \lambda_1 \left(\frac{\omega}{c} \sin \theta \right) = 0$$

спектральная плотность излучения может иметь резкий максимум, обусловленный выходящим в вакуум черенковским излучением, в направлении, определяемом соотношением

$$\sin^2 \theta_c = \frac{1}{2|\mu| \beta^2} \{ (1 - |\mu|)(1 + \beta^2 \varepsilon |\mu|) + \beta^2 \varepsilon (\mu')^2 + \quad (9)$$

$$+ [(1 - |\mu|)(1 + \beta^2 \varepsilon \mu) + \beta^2 \varepsilon (\mu')^2 + 4|\mu| ((1 + \beta^2 \varepsilon |\mu|)^2 - \beta^4 \varepsilon^2 (\mu')^2)^{1/2}] \}.$$

Неравенство $\sin^2 \theta_c \geq 0$ определяет интервалы частот черенковского излучения, генерируемого в феррите [8],

$$1 + \beta^2 \varepsilon |\mu| < \beta^2 \varepsilon |\mu'|,$$

$$1 + \beta^2 \varepsilon |\mu| > \beta^2 \varepsilon |\mu'|,$$

причем, в первом из интервалов излучаются как обыкновенные, так и необыкновенные волны, тогда как во втором излучаются лишь необыкновенные волны.

Условие выхода черенковского излучения в вакуум имеет вид $\sin^2 \theta_c \leq 1$. Однако легко показать, что при $\varepsilon > 1$ оно не выполняется ни в одном из интервалов (7) и (8). В области обычного резонанса $\text{Re} \mu < 0$ при $\omega \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Ввиду слабой дисперсии диэлектрической проницаемости на указанных частотах, ε всегда больше единицы и, следовательно, выход необыкновенных черенковских волн в вакуум невозможен. Вдали от точки компенсации механических моментов подрешеток частота обменного резонанса $\alpha \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Поэтому частоты, удовлетворяющие (8), могут попасть в область аномальной дисперсии. Тогда при $0 < \varepsilon < 1$ условие выхода выполняется*.

* В некоторых ферритах, по-видимому, существуют интервалы частот, в которых $\text{Re} \mu < 0$, $\text{Re} \varepsilon < 0$. В этом случае групповая скорость отрицательна и при влете частицы в феррит в вакуум будет выходить обыкновенная волна.

Если $\varepsilon \ll 1$, то из (9) следует, что при

$$0 \leq \frac{1}{\beta^2 |\mu|} + \varepsilon + \frac{\mu'^2 \varepsilon}{|\mu|^2 + |\mu|} \leq 1 \quad (10)$$

спектральная плотность излучения имеет резкий максимум.

В заключение автор выражает благодарность И. А. Гилинскому за предложение темы и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1945)
2. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
3. В. Е. Пафомов, ЖЭТФ, 36, 1853 (1959).
4. В. М. Яковенко, УФЖ, 8, 705 (1963).
5. В. Е. Пафомов, ЖЭТФ, 32, 366 (1957); Тр. ФИАН, 16 (1961).
6. И. А. Гилинский, К. А. Рязанцев, ФММ, 27, 577 (1969).
7. Л. И. Мандельштам, ЖЭТФ, 15, 475 (1945).
8. В. Г. Барьяхтар, М. И. Каганов, ЖЭТФ, 35, 706 (1958).

Новосибирский государственный
педагогический институт

Поступила в редакцию
24 июня 1968 г.

PECULIARITIES OF TRANSIENT RADIATION AND VAVILOV—CHERENKOV RADIATION IN FERRITES

K. A. Ryazantsev

The radiation from a charged particle transiting through the interface of vacuum and ferrite, having two magnetic sub-arrays, has been considered. The radiation is shown to be elliptically polarized. The spectral density of radiation is found and the possibility of emerging Cherenkov radiation into vacuum when the particle is moving from vacuum into the medium is investigated.
