

УДК 537.874.6

© 2010

А. В. Бровенко, член-корреспондент НАН України П. Н. Мележик,  
А. Е. Поединчук, А. С. Троцило

### Метод аналитической регуляризации в решении задач дифракции электромагнитных волн на границе гиротропной среды с ленточной решеткой

*Запропоновано точний метод розрахунку дифракційних характеристик стрічкових періодичних ґраток, що знаходяться на межі гіротропного ферромагнітного середовища у випадку похилого падіння плоскої однорідної електромагнітної хвилі.*

Рассматривается бесконечная периодическая решетка с периодом  $l$ , образованная идеально проводящими бесконечно тонкими лентами шириной  $d$ . Ленты решетки расположены в плоскости  $x = 0$  параллельно оси  $Oz$  (рис. 1).

Пусть полупространство  $x > 0$  — вакуум, а полупространство  $x < 0$  заполнено однородной ферромагнитной средой. Предполагается, что для электромагнитных волн, зависящих от времени по закону  $e^{-i\omega t}$ , материальные уравнения для этой среды имеют вид

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \hat{\mu} \vec{H},$$

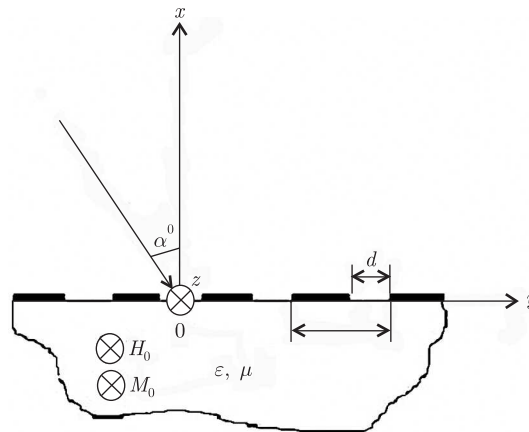


Рис. 1. Поперечное сечение структуры

где  $\vec{D}$  и  $\vec{B}$  — соответственно электрическая и магнитная индукции, а  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  — соответственно напряженности электрического и магнитного полей. В общем случае диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  может быть комплексным числом, а  $\hat{\mu}$  — тензор магнитной проницаемости, который при постоянном магнитном поле  $\vec{H}_0$ , параллельном оси  $Oz$ , определяется следующим образом:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix},$$

где

$$\mu = 1 - \frac{\kappa_H \kappa_M}{\kappa^2 - \kappa_H^2}; \quad \mu_a = \frac{\kappa \kappa_M}{\kappa^2 - \kappa_H^2}, \quad \kappa = \frac{\omega l}{2\pi c}; \quad \kappa_H = \frac{\omega_H l}{2\pi c}; \quad \kappa_M = \frac{\omega_M l}{2\pi c}.$$

Здесь  $\omega$  — частота падающего поля,  $\omega_H = |\gamma| |\vec{H}_0|$  — частота ферромагнитного резонанса и  $\omega_M = 4\pi|\gamma| |\vec{M}_0|$  — частота, характеризующая намагниченность среды ( $\gamma$  — гиромагнитное отношение для электрона,  $\vec{M}_0$  — намагниченность насыщения),  $c$  — скорость света в вакууме.

Пусть на решетку из вакуума под углом  $\alpha$  к оси  $Ox$  падает плоская однородная  $E$ -поляризованная электромагнитная волна (вектор напряженности электрического поля параллелен оси  $Oz$ )  $E_z^{(\text{пад})} = e^{-ik(x \cos(\alpha) - y \sin(\alpha))}$  ( $k = \omega/c$ , временная зависимость  $e^{-i\omega t}$  здесь и далее опускается). Задача состоит в определении электромагнитного поля, возникающего в результате дифракции этой волны на решетке и границе раздела сред. Поскольку падающая волна не зависит от переменной  $z$ , а ленты решетки бесконечны и однородны вдоль оси  $Oz$ , то естественно предположить, что поле дифракции также не зависит от переменной  $z$  и является  $E$ -поляризованным, т. е. вектор напряженности электромагнитного поля имеет единственную, отличную от нуля компоненту  $E_z$ . Введем две функции  $V_1(x, y)$  и  $V_2(x, y)$  такие, что

$$E_z = \begin{cases} V_1(x, y); & x > 0, \\ V_2(x, y); & x < 0. \end{cases}$$

Тогда, как следует из системы уравнений Максвелла, эти функции должны удовлетворять уравнениям Гельмгольца

$$\begin{cases} \Delta V_1(x, y) + k^2 V_1(x, y) = 0 & \text{при } x > 0; \\ \Delta V_2(x, y) + k^2 \varepsilon \mu_{\perp} V_2(x, y) = 0 & \text{при } x < 0. \end{cases} \quad (1)$$

Кроме того, потребуем для этих функций выполнения следующих условий: условия квазипериодичности

$$V_j(x, y \pm l) = e^{ikl \sin(\alpha)} V_j(x, y), \quad j = 1, 2, \quad (2)$$

граничного условия на лентах решетки

$$V_1(0, y) = -e^{iky \sin(\alpha)}; \quad V_2(0, y) = 0, \quad (3)$$

условия сопряжения на границе раздела сред

$$e^{iky \sin(\alpha)} + V_1(0, y) = V_2(0, y) \text{ — на всем периоде;} \\ k \cos(\alpha) e^{iky \sin(\alpha)} + i \frac{\partial V_1(0, y)}{\partial x} = \frac{1}{\mu_{\perp}} \left( i \frac{\partial V_2(0, y)}{\partial x} + \tau \frac{\partial V_2(0, y)}{\partial y} \right) \text{ — на щелях,} \quad (4)$$

условия Мейкснера [1] и условия излучения

$$V_1(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{2\pi i G_{1n} \frac{x}{l}} e^{2\pi i h_n \frac{y}{l}}, \quad x > 0, \\ V_2(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n e^{-2\pi i G_{2n} \frac{x}{l}} e^{2\pi i h_n \frac{y}{l}}, \quad x < 0, \quad (5)$$

где  $G_{1n} = \sqrt{\kappa^2 - h_n^2}$ ,  $G_{2n} = \sqrt{\kappa^2 \varepsilon \mu_{\perp} - h_n^2}$ , а  $h_n = n + \kappa \sin(\alpha)$ ,  $\kappa = kl/(2\pi)$ .

Выбор ветвей корней  $G_{1n}$  и  $G_{2n}$  производится следующим образом: если  $\varepsilon$  — вещественное число, то

$$\operatorname{Re} G_{1n} \geq 0, \quad \operatorname{Im} G_{1n} \geq 0,$$

$$\operatorname{Re} G_{2n} \geq 0, \quad \operatorname{Im} G_{2n} \geq 0,$$

если  $\varepsilon$  — комплексное число ( $\operatorname{Im} \varepsilon \neq 0$ ), то

$$\operatorname{Re} G_{1n} \geq 0, \quad \operatorname{Im} G_{1n} \geq 0,$$

$$\operatorname{Re} G_{2n} \leq 0, \quad \operatorname{Im} G_{2n} \geq 0 \quad \text{при} \quad \kappa_0 < \kappa < \kappa_+$$

и

$$\operatorname{Re} G_{1n} \geq 0, \quad \operatorname{Im} G_{1n} \geq 0,$$

$$\operatorname{Re} G_{2n} \geq 0, \quad \operatorname{Im} G_{2n} \geq 0, \quad \text{когда} \quad \kappa < \kappa_0 \quad \text{либо} \quad \kappa > \kappa_+.$$

Здесь  $\mu_{\perp} = (\kappa^2 - \kappa_+^2)/(\kappa^2 - \kappa_0^2)$  — эффективная магнитная проницаемость ферромагнитной среды,  $\kappa_0 = \sqrt{\kappa_H \kappa_+}$  и  $\kappa_- = \kappa_H + (\kappa_M/2)$  — соответственно нижняя и верхняя граничные частоты магнитостатической волны ферритового полупространства,  $\kappa_+ = \kappa_H + \kappa_M$  — частота антирезонанса,  $\tau = \mu_a/\mu$ .

Легко показать, что через функции  $V_1$  и  $V_2$  компоненты искомого поля дифракции выражаются следующим образом:

$$E_z(x, y) = \begin{cases} V_1(x, y), & x > 0, \\ V_2(x, y), & x < 0, \end{cases} \\ H_y(x, y) = -\frac{1}{ki} \begin{cases} \frac{\partial V_1(x, y)}{\partial x}, & x > 0, \\ \frac{1}{\mu_{\perp}} \left( \frac{\partial V_2(x, y)}{\partial x} - i\tau \frac{\partial V_2(x, y)}{\partial y} \right), & x < 0, \end{cases} \quad (6) \\ H_x(x, y) = \frac{1}{k} \begin{cases} \frac{\partial V_1(x, y)}{\partial y}, & x > 0, \\ \frac{1}{\mu_{\perp}} \left( \frac{\partial V_2(x, y)}{\partial y} + i\tau \frac{\partial V_2(x, y)}{\partial x} \right), & x < 0. \end{cases}$$

Прямыми вычислениями доказывается, что функции  $V_1$  и  $V_2$  из (5) удовлетворяют уравнениям Гельмгольца (1). Следовательно, задача состоит в нахождении неизвестных коэффициентов  $a_n$  и  $b_n$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Как следует из (4), эти коэффициенты связаны соотношениями  $b_0 = 1 + a_0$ ;  $b_n = a_n$ ,  $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ . С учетом этого, подставляя (5) в (3) и (4), после ряда преобразований, аналогичных [2–4], получаем систему функциональных уравнений следующего вида:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=0}^{+\infty} (n + \vartheta) \widehat{b}_n e^{in\varphi} - \zeta \sum_{n=-\infty}^{-1} (n + \vartheta) \widehat{b}_n e^{in\varphi} = \\ = f(e^{i\varphi}) - 2\kappa i \cos(\alpha) e^{in_0\varphi} \frac{\mu_{\perp}}{1 + \mu_{\perp} + \tau}, \quad |\varphi| < \theta, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (n + \vartheta) \widehat{b}_n e^{in\varphi} = 0, \quad \theta < |\varphi| < \pi, \\ \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{+\infty} (-1)^n \widehat{b}_n = -\widehat{b}_0, \quad \varphi = \pi. \end{array} \right. \quad (7)$$

Здесь  $\widehat{b}_n = b_{n-n_0}$ ;  $n_0 = [\kappa \sin(\alpha)]$ , где [...] — целая часть числа и  $\vartheta = \kappa \sin(\alpha) - n_0$ ;  $\zeta = \frac{1 + \mu_{\perp} - \tau}{1 + \mu_{\perp} + \tau}$ ;  $\theta = \pi \left(1 - \frac{d}{l}\right)$ . Отметим, что  $0 \leq \vartheta < 1$ . Функция  $f(e^{i\varphi})$  в (7) может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$f(e^{i\varphi}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_n e^{in\varphi}, \quad (8)$$

где

$$f_0 = \left( \vartheta + i \frac{\sqrt{\kappa^2 \varepsilon \mu - \vartheta^2} + \mu_{\perp} \sqrt{\kappa^2 - \vartheta^2} + i\tau\vartheta}{1 + \mu_{\perp} + \tau} \right) \widehat{b}_0, \quad f_n = \delta_n \widehat{b}_n,$$

а

$$\delta_n = \frac{|n + \vartheta| + i \sqrt{\kappa^2 \varepsilon \mu_{\perp} - (n + \vartheta)^2} + \mu_{\perp} (|n + \vartheta| + i \sqrt{\kappa^2 - (n + \vartheta)^2})}{1 + \mu_{\perp} + \tau}.$$

Следуя [2–4], определим функцию  $B(z)$  комплексной переменной  $z$  по формуле

$$B(z) = \begin{cases} B^+(z), & |z| < 1, \\ B^-(z), & |z| > 1, \end{cases}$$

где  $B^+(z) = \sum_{n=0}^{+\infty} (n + \vartheta) \widehat{b}_n z^n$  и  $B^-(z) = - \sum_{n=-\infty}^{-1} (n + \vartheta) \widehat{b}_n z^n$ .

Из второго уравнения (8) следует, что  $B(z)$  — аналитическая функция в комплексной плоскости с разрезом вдоль дуги  $\mathcal{L}$  окружности  $|z| = 1$ , соединяющей точки  $e^{-i\theta}$  и  $e^{i\theta}$  и проходящей через точку  $z = 1$ . Пусть  $B^+(e^{i\varphi})$  и  $B^-(e^{i\varphi})$  — предельные значения  $B(z)$  на дуге  $\mathcal{L}$  соответственно при подходе к ней изнутри и извне круга  $|z| < 1$ . Тогда из первого уравнения (8) получаем

$$B^+(e^{i\varphi}) + \zeta B^-(e^{i\varphi}) = F(e^{i\varphi}), \quad z \in \mathcal{L}, \quad (9)$$

где  $F(e^{i\varphi}) = f(e^{i\varphi}) - 2\kappa i \cos(\alpha) e^{in_0\varphi} \mu_{\perp} / (1 + \mu_{\perp} + \tau)$ .

Соотношение (9) является задачей Римана–Гильберта, к которой эквивалентным образом сведена система функциональных уравнений (7). Краевая задача (9) состоит в построении функции  $B(z)$ , аналитической всюду на комплексной плоскости, кроме дуги  $\mathcal{L}$ , а ее предельные значения  $B^+(e^{i\varphi})$  и  $B^-(e^{i\varphi})$  удовлетворяют на  $\mathcal{L}$  условию (9).

Далее будем рассматривать случай  $\zeta > 0$ , что соответствует такому выбору параметра  $\kappa$ :  $\kappa < \kappa_-$  и  $\kappa > \kappa_+$ . Аналогично исследуется случай  $\zeta < 0$ .

Решение краевой задачи (9) ищем в самом широком классе  $h_0$  [5], т.е. в классе функций, допускающих интегрированную особенность на концах  $\mathcal{L}$  и убывающих при  $z \rightarrow \infty$ .

Согласно [5], имеем

$$B(z) = K(z) \left( \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{L}} \frac{F(y)dy}{K^+(y)(y-z)} + C \right), \quad (10)$$

где  $K(z)$  — каноническое решение краевой задачи (10) в  $h_0$ , а  $K^+(z)$  — предельное значение функции  $K(z)$  на  $\mathcal{L}$  изнутри круга  $|z| < 1$ ;  $C$  — подлежащая определению постоянная. Для  $K(z)$  и  $K^{-1}(z)$  имеют место представления в виде рядов по степеням комплексного переменного  $z$

$$K(z) = \begin{cases} -e^{2\beta\theta} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n(\beta, \theta) z^n, & |z| < 1, \\ z^{-1} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n(-\beta, \theta) z^{-n}, & |z| > 1, \end{cases} \quad (11)$$

$$K^{-1}(z) = \begin{cases} -e^{-2\beta\theta} \sum_{n=0}^{+\infty} \Upsilon_n(-\beta, \theta) z^n, & |z| < 1, \\ z \sum_{n=0}^{+\infty} \Upsilon_n(\beta, \theta) z^{-n}, & |z| > 1. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь  $\beta = 1/(2\pi) \ln \zeta$ ,  $P_n(\beta, \theta)$  — полиномы Поллачека [6], а  $\Upsilon_n(\beta, \theta)$  выражаются через них по следующим рекуррентным формулам:

$$\begin{aligned} \Upsilon_0(\beta, \theta) &\equiv 1, & \Upsilon_1(\beta, \theta) &= -\cos(\theta) + 2\beta \sin(\theta), \\ \Upsilon_n(\beta, \theta) &= P_n(\beta, \theta) - 2\cos(\theta)P_{n-1}(\beta, \theta) + P_{n-2}(\beta, \theta), & n &\geq 2. \end{aligned}$$

Используя решение (10) краевой задачи Римана–Гильберта и представления для канонического решения (11) и (12), получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов  $\hat{b}_n, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . С этой целью применяем формулы Сохоцкого–Племеля [5] для предельных значений функции  $B(z)$  на дуге  $\mathcal{L}$ .

После ряда преобразований имеем

$$\begin{aligned} B^+(e^{i\varphi}) - B^-(e^{i\varphi}) &= (K^+(e^{i\varphi}) - K^-(e^{i\varphi})) \times \\ &\times \left( \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_n W_n(e^{i\varphi}) - 2\kappa i \cos(\alpha) W_{n_0}(e^{i\varphi}) \frac{\mu_{\perp}}{1 + \mu_{\perp} + \tau} + C \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$W_n(z) = \frac{1 + \mu_{\perp} + \tau}{2(\mu_{\perp} + 1)} \begin{cases} - \sum_{m=0}^{n+1} \Upsilon_{n+1-m}(\beta, \theta) z^m, & n \geq 0, \\ e^{-2\beta\theta} z^{-1} - 1, & n = -1, \\ e^{-2\beta\theta} \sum_{m=0}^{-n-1} \Upsilon_{-n-1-m}(-\beta, \theta) z^{-m-1}, & n < 0. \end{cases} \quad (14)$$

Далее, используя (11), (12) и (14) и переходя в (13) к коэффициентам Фурье, окончательно получаем

$$\widehat{b}_m = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} M_{mn} \widehat{b}_n + \Omega_m, \quad m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots \quad (15)$$

Матричные элементы в (15) представляются в виде  $M_{mn} = A_{mn}(\beta, \theta, \vartheta) \delta_n$ , где

$$A_{mn}(\beta, \theta, \vartheta) = \begin{cases} - \frac{W_n^{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) - P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) W_{0n}(\beta, \theta)}{1 + \vartheta P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta)}, & m = 0, \\ \frac{W_{m-1n-1}(\beta, \theta) + \vartheta (W_{mn}(\beta, \theta) P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) - P_m(\beta, \theta) W_n^{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta))}{(m + \vartheta)(1 + \vartheta P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta))}, & m \neq 0. \end{cases}$$

Здесь величины  $W_{mn}(\beta, \theta)$  вычислены в [7], а  $P_{\sigma}$  и  $W_n^{\sigma}$  имеют вид

$$P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) = \frac{e^{-2\beta\theta}}{1 - \vartheta} + \sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^n \left( \frac{P_n(\beta, \theta)}{n + \vartheta} + e^{-2\beta\theta} \frac{P_n(-\beta, \theta)}{n - \vartheta + 1} \right),$$

$$W_n^{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) = \frac{1 + \mu_{\perp} + \tau}{2(\mu_{\perp} + 1)} \begin{cases} e^{2\beta\theta} \Upsilon_1(\beta, \theta) P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) - P_{\sigma}(-\beta, \theta, -\vartheta) & \text{при } n = 0, \\ e^{2\beta\theta} \Upsilon_{n+1}(\beta, \theta) P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) + N_n(\beta, \theta, \vartheta) & \text{при } n \geq 1, \\ (e^{2\beta\theta} - P_1(\beta, \theta)) P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) + N_{-1}(\beta, \theta, \vartheta) & \text{при } n = -1, \\ \Upsilon_{-n}(-\beta, \theta) P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta) + N_{-n}(\beta, \theta, \vartheta) & \text{при } n < -1, \end{cases}$$

где

$$N_n(\beta, \theta, \vartheta) = \frac{1}{n + \vartheta} (P_n(\beta, \theta)(1 - \vartheta P_{\sigma}(-\beta, \theta, \vartheta)) - e^{2\beta\theta} P_{n-1}(\beta, \theta)(1 + \vartheta P_{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta))).$$

Правая часть  $\Omega_m$  в (15) может быть представлена в виде

$$\Omega_m = i \frac{\kappa - \kappa_{+}}{\kappa - \kappa_{-}} A_{mn_0}(\beta, \theta, \vartheta) \sqrt{\kappa^2 - (n_0 + \vartheta)^2}.$$

Из (8) следует, что при  $n \rightarrow \infty$   $\delta_n = O(1/(|n + \vartheta|))$ .

Если теперь воспользоваться асимптотической оценкой для  $P_n(\beta, \theta)$  при  $n \rightarrow \pm\infty$  [7], а также представлениями для  $W_n^{\sigma}(\beta, \theta, \vartheta)$ ,  $W_{mn}(\beta, \theta)$  (см. [7]) и  $A_{mn}(\beta, \theta, \vartheta)$ , можно доказать сходимость ряда

$$\sum_{m,n} |M_{mn}|^2 < \infty.$$

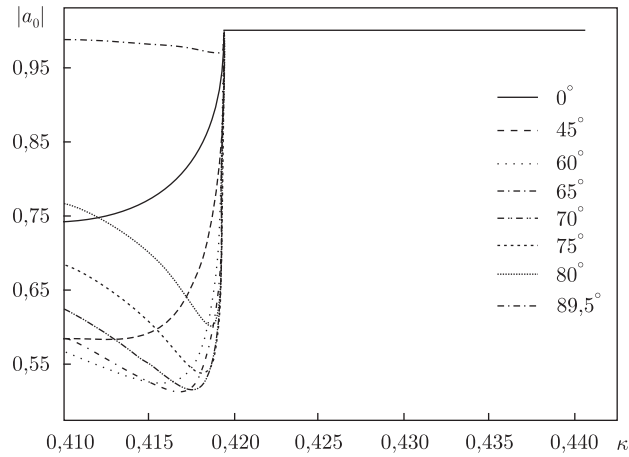


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты при различных значениях угла падения

Следовательно, матрица  $\|M_{mn}\|_{m,n=-\infty}^{+\infty}$  задает в пространстве  $l_2$  компактный оператор [3].

Сходимость ряда  $\sum_{m=-\infty}^{+\infty} |\Omega_m|^2$  следует из асимптотических оценок для  $P_n(\beta, \theta)$  и представления для  $A_{mn}(\beta, \theta, \vartheta)$ .

Таким образом, бесконечная система линейных алгебраических уравнений (15) является системой второго рода и поэтому ее решение можно получить с любой, наперед заданной, точностью методом усечений.

На основе предложенного метода был разработан пакет прикладных программ на языке C++ для ПЭВМ. Для иллюстрации работы предлагаемого метода рассчитан модуль коэффициента отражения (модуль гармоники  $a_0 = b_0 - 1$ ) для решетки с  $d/l = 0,5$ , находящейся на границе идеального ферромагнитного полупространства с параметрами:  $\varepsilon = 5,5$ ;  $\kappa_H = 0,3056$  и  $\kappa_M = 0,2700$ . Полагалось, что нормированная частота падающей плоской волны  $\kappa < \kappa_-$ .

Анализ сходимости метода усечений показал, что для расчета  $|a_0|$  с относительной погрешностью 0,1% достаточно выбрать порядок усечения  $N$  системы (15) следующим образом:  $N = \lceil \kappa \sin(\alpha) \sqrt{|\varepsilon \mu_{\perp}|} \rceil + 5$ .

На рис. 2 приведены результаты расчетов зависимости модуля коэффициента отражения ( $|a_0|$ ) от нормированной частоты  $\kappa = \omega l / (2\pi c)$  возбуждающей волны при различных значениях угла падения. Установлено, что в диапазоне частот  $\kappa < \kappa_0$  существуют оптимальные значения частоты и угла падения, при которых модуль коэффициента отражения принимает минимальное значение.

В диапазоне частот  $\kappa_0 < \kappa < \kappa_-$  независимо от значений угла падения наблюдается режим полного отражения ( $|a_0| = 1$ ). Это объясняется тем, что при  $\kappa_0 < \kappa < \kappa_-$  эффективная магнитная проницаемость феррита  $\mu_{\perp}$  принимает отрицательные значения ( $\mu_{\perp} < 0$ ) и, естественно, даже при отсутствии потерь электромагнитное поле в ферромагнитной среде экспоненциально убывает от ее границы.

1. Meixner J. Strenge Theorie der Beugung Elektromagnetischer Wellen der Vollkommen Leitenden Kreischeibe // Zs. Naturforsch. – 1948. – **3a**. – S. 506–517.
2. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана–Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. – Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1971. – 400 с.

3. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. – Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973. – 278 с.
4. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Дифракционные решетки. – Киев: Наук. думка, 1986. – 232 с.
5. Мусхелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. – Москва: Физматгиз, 1962. – 599 с.
6. Сеге Г. Ортогональные многочлены. – Москва: Физматгиз, 1962. – 500 с.
7. Бровенко А. В., Мележик П. Н., Поединчук А. Е. Метод регуляризации одного класса парных сумматорных уравнений // Укр. мат. журн. – 2001. – **53**, № 10. – С. 1320–1327.

*Институт радиофизики и электроники  
им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков*

*Поступило в редакцию 30.06.2009*

**A. V. Brovenko**, Corresponding Member of the NAS of Ukraine **P. N. Melezhik**,  
**A. Ye. Poyedinchuk**, **O. S. Troschylo**

**Analytical regularization technique for solving the problems of  
electromagnetic wave diffraction on the interface of a gyrotropic  
medium and a strip gating**

*A rigorous technique is suggested for calculating the diffraction characteristics of a strip periodic grating placed on a gyrotropic ferromagnetic medium interface in the case of the oblique incidence of a uniform plane electromagnetic wave.*