01;09

ВЕКТОРНАЯ ЗАДАЧА О ДИФРАКЦИИ НА РЕШЕТКЕ В МНОГОСЛОЙНОМ АНИЗОТРОПНОМ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКЕ

А.И.Адонина, А.И.Слюсарев

Методом задачи Римана–Гильберта с использованием алгоритма обобщения на векторные поля получено решение для поставленной задачи в виде бесконечных систем линейных алгебраических уравнений второго рода. Численно исследовано влияние параметров структуры на аномалии в интегральных характеристиках рассеянных полей.

Исследование векторных краевых задач электродинамики в точной постановке позволяет наиболее полно выявить электродинамические свойства различных объектов при взаимодействии их с электромагнитными полями, что дает возможность рекомендовать выявленные свойства для приложений.

В работе рассматривается случай произвольного падения плоской монохроматической волны (зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$) на решетку, состоящую из бесконечно тонких идеально проводящих металлических полос (период решетки l, ширина щелей d), расположенных в многослойном анизотропном магнитодиэлектрике (рис. 1). Диэлектрическая $\tilde{\varepsilon}_{ts}$ и $\tilde{\mu}_{ts}$ магнитная проницаемости каждого слоя описываются диагональными тензорами, соответствующими одноосным кристаллам

$$\tilde{\xi}_{ts} = \begin{pmatrix} \xi_{ts} & 0 & 0 \\ 0 & \xi_{ts} & 0 \\ 0 & 0 & \xi_{ts,z} \end{pmatrix}; \quad \xi = \begin{cases} \varepsilon \\ \mu \end{cases}; \quad t = \begin{cases} p \\ j \end{cases}. \tag{1}$$

Здесь и в дальнейшем индекс $t = p$ соответствует параметрам и обозначениям над решеткой, $t = j$ — под решеткой. Для определенности будем полагать, что над решеткой расположено p слоев, толщина каждого слоя $a_{ps} - a_{p,s-1}$ $(s = 1, \ldots, p)$, под решеткой j слоев, их толщина $a_{js} - a_{j,s-1}$ $(s = 1, \ldots, j)$.

Полупространства над структурой $(s = p + 1)$ и под структурой $(s = j + 1)$ заполнены изотропными магнитодиэлектриками с параметрами ε_p, μ_p и ε_j, μ_j соответственно.

Векторы $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, $\mathbf{k}$ падающего поля относительно координат, связанных с решеткой, закрепим посредством углов Эйлера: α — угол нутации, Ψ — угол прецессии, φ — угол чистого вращения [1].

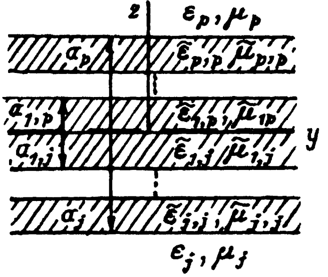

Рис. 1. Решетка в многослойном анизотропном магнитодиэлектрике.

В гиротропной среде волновые уравнения записываются относительно компонент поля, направленных вдоль оси анизотропии. Их решения представим в виде разложений в ряды Фурье

$$A_{ts}^{\xi} = \sum_{(n)} \left[a_{ns}^{\xi} e^{i\gamma_{ts}^{\xi} z} + b_{ns} e^{-i\gamma_{ts}^{\xi} z} \right] \mathcal{E}_n, \tag{2}$$

где

$$\gamma_{ts}^{\xi} = \sqrt{k^2 \varepsilon_{ts} \mu_{ts} - (\beta^2 + h_n^2)\, \xi_{ts} / \xi_{ts,z}};$$

$$h_n = h_0 + 2\pi n / l; \quad h_0 = k_p \sin\alpha \cdot \cos\Psi; \quad k_p = k\sqrt{\varepsilon_p \mu_p};$$

$$\beta = k_p \sin\alpha \cdot \sin\Psi; \quad \mathcal{E}_n = \exp[i(h_n y + \beta x)].$$

Для областей над структурой и под структурой в изотропных средах поля запишем с учетом условий на бесконечности

$$A_{m+1}^{\xi} = d_0^{\xi} e^{-i\gamma_{0p} z} \mathcal{E}_0 + \sum_{(n)} a_n^{\xi} e^{i\gamma_{np} z} \mathcal{E}_n;$$

$$A_{j+1}^{\xi} = \sum_{(n)} b_n^{\xi} e^{-i\gamma_{nj} z} \mathcal{E}_n, \tag{3}$$

где

$$\gamma_{nt} = \sqrt{k^2 \varepsilon_t \mu_t - h_n^2 - \beta^2};$$

$$d_0^{\varepsilon} = \sin\alpha \cdot \sin\Psi; \quad d_0^{\mu} = \sin\alpha \cdot \cos\varphi.$$

При $\xi = \varepsilon$ выражения (2), (3) описывают компоненту E_z, при $\xi = \mu$ — H_z — компоненту поля в соответствующем слое либо полупространстве. Остальные составляющие векторов **E** и **H** определяются через E_z и H_z из уравнений Максвелла. Отметим, что внутри диэлектрических слоев каждая спектральная гармоника представляет сумму двух (в общем случае) необыкновенных волн, имеющих различные постоянные распространения вдоль оси $0z$ ($\gamma_{ts}^{\varepsilon}$, γ_{ts}^{μ}), в полупространствах — обыкновенные плоские (поверхностные) волны.

Подчиним поля граничным условиям на границах слоев и решетки. На границах анизотропных слоев запишем граничные условия для спектральных составляющих нормальных компонент как следствие непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей

$$\varepsilon_{zs} E_{zs} = \varepsilon_{z,s+1} E_{z,s+1}; \quad \mu_{zs} H_{zs} = \mu_{z,s+1} H_{z,s+1};$$

$$\frac{\varepsilon_{zs}}{\varepsilon_s}\frac{\partial E_{zs}}{\partial z}=\frac{\varepsilon_{z,s+1}}{\varepsilon_{s+1}}\frac{\partial E_{z,s+1}}{\partial z};\quad \frac{\mu_{zs}}{\mu_s}\frac{\partial H_{zs}}{\partial z}=\frac{\mu_{z,s+1}}{\mu_{s+1}}\frac{\partial H_{z,s+1}}{\partial z}. \tag{4}$$

На решетке выполним дискретные граничные условия — непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на щели (щель) и равенство нулю тангенциальных компонент электрического поля на металле (металл). В результате получим систему связанных (относительно амплитуд продольных компонент) функциональных уравнений

$$\sum_{(n)}[B_n+C_nq^{\varepsilon}_{n1}]F_n=D^{\mu}_1F_0\quad (\text{металл}),$$

$$\sum_{(n)}[B_n\gamma^{\mu}_{p1}\sigma_{n\mu}+C_nq^{\mu}_{nz}\sigma_{n\varepsilon}]F_n=D^{\mu}_2F_0\quad (\text{щель}),$$

$$\sum_{(n)}[C_n\sigma_{n\varepsilon}-B_n\sigma_{n\mu}q^{\mu}_{n1}]F_n=D^{\varepsilon}_1F_0\quad (\text{щель}),$$

$$\sum_{(n)}[C_n\gamma^{\varepsilon}_{p1}-B_nq^{\mu}_{n2}]F_n=D^{\varepsilon}_2F_0\quad (\text{металл}), \tag{5}$$

где

$$B_n=\bar{B}_nr_n;\quad C_n=\bar{C}_nr_n;\quad \bar{B}_n=b^{\mu}_n\mu_jP^{\mu}_jR^{+}_{\mu j};\quad \bar{C}_n=a^{\varepsilon}_n\varepsilon_pP^{\varepsilon}_pR^{-}_{\varepsilon p};$$

$$D^{\mu}_1=-D_{\varepsilon}q^{\varepsilon}_{01};\quad D^{\mu}_2=-D_{\varepsilon}\sigma^0_{\varepsilon}q^{\mu}_{02}-D_{\mu}\sigma^0_{\mu}\gamma^{\mu}_{p1};\quad D^{\varepsilon}_2=-D_{\varepsilon}\gamma^{\varepsilon}_{p1};$$

$$D^{\varepsilon}_1=-D_{\varepsilon}\sigma^0_{\varepsilon}+D_{\mu}\sigma^0_{\mu}q^{\mu}_{01};\quad D_{\xi}=\bar{D}_{\xi}r_0;\quad \bar{D}_{\varepsilon}=A_{\varepsilon}Y^{-}_{\varepsilon p};\quad \bar{D}_{\mu}=A_{\mu}Y^{+}_{\mu p};$$

$$A_{\xi}=d^{\xi}_0\xi_pP^{\xi}_pe^{2i\gamma_{0p}a_p};\quad q^{\xi}_{n1}=\gamma^{\xi}_{p1}\beta/(kh_n\xi_{p1});\quad q^{\xi}_{n2}=\xi_{p1}k\beta/h_n;$$

$$R^{\pm}_{\xi t}=\beta^{+}_{\xi t}\pm\eta^{-}_{\xi t}\mathcal{E}^{\xi}_t;\quad Y^{\pm}_{\xi t}=\beta^{-}_{\xi t}\pm\eta^{+}_{\xi t}\mathcal{E}^{\xi}_t;\quad \mathcal{E}^{\xi}_t=e^{2ia_{t1}\gamma^{\xi}_{t1}};$$

$$\sigma_{n\varepsilon}=T^{+}_{\varepsilon p}+T^{+}_{\varepsilon j}\varepsilon_{j1}\gamma^{\varepsilon}_{p1}/\left(\varepsilon_{p1}\gamma^{\varepsilon}_{j1}\right);\quad T^{\pm}_{\xi t}=R^{\pm}_{\xi t}/R^{\mp}_{\xi t};$$

$$\sigma_{n\mu}=T^{-}_{\mu p}+T^{-}_{\mu j}\mu_{p1}\gamma^{\mu}_{j1}/\left(\mu_{j1}\gamma^{\mu}_{p1}\right);\quad F_n=\exp(ih_ny);$$

$$\sigma^0_{\varepsilon}=[L^{+}_{\varepsilon p}+T^{+}_{\varepsilon j}\varepsilon_{j1}\gamma^{\varepsilon}_{p1}/\left(\varepsilon_{p1}\gamma^{\varepsilon}_{j1}\right)]\delta^0_n;\quad L^{\pm}_{\xi t}=Y^{\pm}_{\xi t}/Y^{\mp}_{\xi t};$$

$$\sigma^0_{\mu}=[L^{-}_{\mu p}-T^{-}_{\mu p}]\delta^0_n;\quad P^{\xi}_t=\left(\frac{1}{2}\right)^t e^{i\gamma_{n t}a_t}/\mathcal{E}^{\xi}_t\cdot\prod_{s=2}^{t}1/\mathcal{E}^{\xi}_{ts};$$

$$r_n=kh_n/\left(\beta^2+h^2_n\right), \tag{6}$$

δ^n_m — символ Кронекера.

В выражения (6) входят рекуррентные соотношения $\beta^{\pm}_{\xi s}$, $\eta^{\pm}_{\xi s}$, позволяющие определять коэффициенты, входящие в функциональные уравнения (5) для любого числа слоев

$$\beta^{\pm}_{\xi s}=\beta^{+}_{\xi,s-1}\alpha^{\pm}_{\xi s}+\beta^{-}_{\xi,s-1}\alpha^{\mp}_{\xi s}\mathcal{E}^{\xi}_{ts};$$

$$\eta^{\pm}_{\xi s}=\eta^{+}_{\xi,s-1}\alpha^{\pm}_{\xi s}\mathcal{E}^{\xi}_{ts}+\eta^{-}_{\xi,s-1}\alpha^{\mp}_{\xi s};\quad s=2,\ldots,t;$$

$$\eta_{\xi 1}^{\pm} = \beta_{\xi 1}^{\pm} = \alpha_{\xi 1}^{\pm}; \quad \mathcal{E}_{ts}^{\xi} = \exp\left[2i\gamma_{ts}^{\xi}(a_{ts} - a_{t,s-1})\right];$$

$$\alpha_{\xi s}^{\pm} = 1 \pm \gamma_{t,s+1}^{\xi}\xi_s / \left(\gamma_{ts}^{\xi}\xi_{s+1}\right); \quad s = 1, \ldots, t. \tag{7}$$

К функциональным уравнениям (5) применим алгоритм сведения их к двум связанным задачам Римана–Гильберта [2]. Идея алгоритма состоит в следующем. Вводим неизвестные на базе продифференцированных первого и третьего уравнений системы (5)

$$x_n = (B_n + C_n q_{n1}^{\varepsilon})\hbar_n; \quad \hbar_n = h_n l / 2\pi;$$

$$y_n = (C_n \sigma_{n\varepsilon} - B_n \sigma_{n\mu} q_{n1}^{\mu})\hbar_n. \tag{8}$$

Выражаем B_n и C_n из (8) через x_n и y_n и подставляем их во второе и четвертое уравнения системы (5). Затем комбинируем отдельно уравнения "металл" и "щель" системы (5) с целью образования параметров малости v_n^{ξ}, ζ_n^{ξ} при каждом неизвестном [2]. В результате получаем функциональные уравнения, которые стандартным образом сводятся к двум связанным неоднородным задачам Римана–Гильберта [2], на базе решения которых [3,4] получаем две бесконечные системы неоднородных линейных алгебраических уравнений, которые объединяются в одну замкнутую систему со сходящимися матричными элементами

$$\sum_{(n)} \left\{x_n \left[\zeta_n^{\mu} \tilde{W}_m^n(u) - \delta_m^n\right] + i y_n v_n^{\mu} \tilde{W}_m^n(u)\right\} = G_m^{\mu};$$

$$\sum_{(n)} \left\{y_n \left[\zeta_n^{\varepsilon} \tilde{W}_m^n(-u) - \delta_m^n\right] + i x_n v_n^{\varepsilon} \tilde{W}_m^n(-u)\right\} = G_m^{\varepsilon}; \tag{9}$$

где

$$\zeta_n^{\xi} = 1 + i|n|\gamma_{p1}^{\xi}\Psi_{1n}^{\xi} / \left(n h_n \Psi_1^{\xi}\right); \quad v_n^{\xi} = \left(\Psi_{2n}^{\xi} - \Psi_2^{\xi}\right) / \Psi_1^{\xi};$$

$$\Psi_{1n}^{\varepsilon} = \left(1 + \beta^2 / h_n^2\right) / \Delta_n; \quad \Psi_{1n}^{\mu} = \Psi_{1n}^{\varepsilon}\sigma_{n\varepsilon}\sigma_{n\mu};$$

$$\Psi_{2n}^{\mu} = \left[\sigma_{n\varepsilon} - \sigma_{n\mu}\gamma_{p1}^{\varepsilon}\gamma_{p1}^{\mu} / \left(k^2 \varepsilon_{p1}\mu_{p1}\right)\right] q_{n2}^{\mu} / (\Delta_n h_n);$$

$$\Psi_{2n}^{\varepsilon} = -\Psi_{2n}^{\mu}\varepsilon_{p1}/\mu_{p1}; \quad \Delta_n = \sigma_{n\varepsilon} + \sigma_{n\mu} q_{n1}^{\varepsilon} q_{n1}^{\mu};$$

$$\Psi_1^{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon_{p1}/\varepsilon_{p1,z}} \Big/ \Delta^0; \quad \Psi_1^{\mu} = q_{\varepsilon} q_{\mu} \sqrt{\mu_{p1}\mu_{p1,z}} / \Delta^0;$$

$$\Psi_2^{\mu} = \sqrt{\mu_{p1}/(\mu_{p1,z}\varepsilon_{p1,z}\varepsilon_{p1})} \cdot \beta q_{\mu} / (k\Delta^0);$$

$$\Psi_2^{\varepsilon} = -\Psi_2^{\mu}\varepsilon_{p1}/\mu_{p1}; \quad \Delta^0 = q_{\varepsilon} - q_{\mu}(\beta/k)^2 / \sqrt{\varepsilon_{p1}\varepsilon_{p1,z}\mu_{p1}\mu_{p1,z}};$$

$$q_{\varepsilon} = 1 + \sqrt{\varepsilon_{j1}\varepsilon_{j1,z}/\varepsilon_{p1}\varepsilon_{p1,z}}; \quad q_{\mu} = 1 + \sqrt{\mu_{p1}\mu_{p1,z}/\mu_{j1}\mu_{j1,z}};$$

$$G_m^{\xi} = \left(iL^{\xi} + D_1^{\xi}\hbar_0\right)\tilde{W}_m^0 - D_1^{\xi}\hbar_0\delta_m^0;$$

$$L^{\varepsilon,\mu} = (D_2^{\varepsilon,\mu} \cdot l/2\pi - D_1^{\mu,\varepsilon}\hbar_0\Psi_2^{\varepsilon,\mu}) / \Psi_1^{\varepsilon,\mu};$$

$$\tilde{W}_m^n = V_m^n - R_m \tilde{V}_\sigma^n / \tilde{R}_\sigma, \tag{10}$$

W_m^n — базовые коэффициенты, одинаковые для класса задач, идентичных по решению краевой задаче Римана–Гильберта для случая наклонного падения волны на решетку [4]. Коэффициенты V_m^n определены в работе [3], они выражаются через полиномы Лежандра, $\tilde{V}_\sigma^n$, $\tilde{R}_\sigma$ представлены в [4] через функции Лежандра. Аргумент полиномов и функций Лежандра $u = \cos \pi d/l$.

Матричные коэффициенты обладают свойствами ζ_n^ξ, $v_n^\xi \underset{n\to\infty}{\to} 0(\varkappa/n)^2$, $\varkappa = l/\lambda$.

Системы уравнений (9) являются связанными относительно амплитуд E_z и H_z компонент поля. "Связанность" наблюдается и для решеток с изотропными магнитодиэлектриками [5] и для решеток, расположенных в свободном пространстве при произвольном падении возбуждающего поля. Из "связанности" систем уравнений (9) следует, что если структуру возбудить полем определенной поляризации, выделяемой относительно нормальной компоненты электрического или магнитного поля ($E_z = 0$, $H_z \neq 0$ — E-поляризация; $E_z \neq 0$, $H_z = 0$ — H-поляризация), то в рассеянном поле будут присутствовать компоненты основной волны и пространственных гармоник противоположной поляризации, т.е. поле деполяризуется и в общем случае является эллиптически поляризованным [5].

Деполяризация отсутствует при наклонном падении волны ($\Psi = 0$). Для этого случая ($\beta = 0$) система уравнений (9) разделяется на две независимые, одна из которых определяет амплитуды H_z-компоненты (11), а другая — E_z (12), таким образом, поляризация падающего поля сохраняется в рассеянном

$$\sum_{(n)} x_n \left[\zeta_n^\mu \tilde{W}_m^n(u) - \delta_m^n \right] = D_\mu G_m^E \tilde{W}_m^0(u); \tag{11}$$

$$\sum_{(n)} y_n \left[\zeta_n^\varepsilon \tilde{W}_m^n(-u) - \delta_m^n \right] = D_\varepsilon G_m^H, \tag{12}$$

где

$$x_n = B_n \hbar_n; \quad y_n = C_n \sigma_{n\varepsilon} \hbar_n;$$

$$G_m^E = -i\bar{\gamma}_{p1}^\mu \sigma_\mu^0 / \Psi_1^\mu; \quad \bar{\gamma}_{ts}^\xi = \gamma_{ts}^\xi \cdot l/2\pi;$$

$$G_m^H = -\left(i\bar{\gamma}_{p1}^\varepsilon / \Psi_1^\varepsilon + \sigma_\varepsilon^0 \right) \tilde{W}_m^0(-u) - \hbar_0 \sigma_\varepsilon^0 \delta_m^0. \tag{13}$$

Коэффициенты, входящие в (11)–(13), получаем из аналогичных вышеприведенным (6), (7), (10), полагая в них $\beta = 0$. При $\alpha = 0$ (нормальное падение) или $\Psi = 90°$ (скользящее падение) базовые коэффициенты $\tilde{V}_\sigma^n$, $\tilde{R}_\sigma$ терпят разрыв [4], так как в них входят коэффициенты, пропорциональные $1/h_0$ ($h = 0$). Чтобы получить решения для нормального и скользящего падения волны на основании записанных выше путем предельных переходов, воспользуемся преобразованием базовых коэффициентов, полученных в работе [4].

Для нормального падения волны проведем предельный переход от систем, соответствующих наклонному падению (11), (12), предварительно записав их через амплитуды E_x и H_x, которые выражаются через E_z и H_z из уравнения Максвелла следующим образом:

$$b^{\mu}_{nx} = b^{\mu}_{n}\mu_j r_n; \quad a^{\varepsilon}_{nx} = a^{\varepsilon}_{n}\varepsilon_p r_n; \quad d^{\xi}_{0x} = d^{\xi}_{0}\xi_p r_0. \tag{14}$$

При проведении предельного перехода выделим нулевой член в суммах систем (11), (12) и, пользуясь преобразованием базовых элементов [4], с учетом симметрии поля относительно плоскости x0z, получим системы уравнений, каждая из которых определяет либо амплитуды E_x-(15), либо H_x-компонент (16) поля для нормального падения волны

$$D_{\varepsilon x} G^{E}_{m} W^{0}_{m}(u) = B_{0x}\left[i\bar{\gamma}^{\mu}_{p1}\sigma_{0\mu} W^{0}_{m}(u)/\Psi^{\mu}_{1} - R_{m\sigma}(u)\right] + \\ + \sum_{n>0} x_n \left[\zeta^{\mu}_{n} W^{+}_{m,n}(u) - \delta^{n}_{m}\right], \tag{15}$$

$$D_{\mu x}\left[\sigma^{0}_{\varepsilon} R_{m\sigma}(-u) - i\gamma^{\varepsilon}_{p1} W^{0}_{m}(-u)/\Psi^{\varepsilon}_{1}\right] = C_{0x}\Big[-\sigma_{0\varepsilon} R_{m\sigma}(-u) + \\ + i\gamma^{\varepsilon}_{p1} W^{0}_{m}(-u)/\Psi^{\varepsilon}_{1}\Big] + \sum_{n>0} y_n \left[\zeta^{\varepsilon}_{n} W^{+}_{mn}(-u) - \delta^{n}_{m}\right], \tag{16}$$

где

$$x_n = B_{nx} n; \quad y_n = C_{nx} n; \quad B_{nx} = b^{\mu}_{nx} P^{\mu}_{j} R^{+}_{\mu j};$$

$$C_{nx} = a^{\varepsilon}_{nx} P^{\varepsilon}_{m} R^{-}_{\varepsilon m}; \quad D_{\varepsilon x} = A_{\varepsilon x} Y^{-}_{\varepsilon p}; \quad D_{\mu x} = A_{\mu x} Y^{+}_{\mu p};$$

$$A_{\xi x} = d^{\xi}_{0x} P^{\xi}_{p} e^{2\pi i \gamma_{0p} a_p}; \quad R_{m\sigma} = R_m / R_\sigma;$$

$$W^{\pm}_{mn} = W^{n}_{m} \pm W^{-n}_{m}; \quad W^{n}_{m} = V^{n}_{m} - R_{m\sigma} V^{n}_{\sigma}. \tag{17}$$

Коэффициенты, вхдящие в (15), (16), получаем из аналогичных вышеприведенным, полагая в них $\beta = h_0 = 0$.

Для случая скользящего падения волны предельный переход проведем от системы (9), так как $\beta \neq 0$. Выделяя нулевой член в системах (9) и преобразуя базовые коэффициенты [4], получим связанную бесконечную систему неоднородных линейных алгебраических уравнений, состоящую, как и для случая произвольного падения волны (9), из двух бесконечных систем, которые с учетом симметрии поля относительно плоскости x0z запишутся следующим образом:

$$F^{*}_{m}\bar{D}_{\varepsilon} = \bar{C}_0 F_{0\beta} + \sum_{n>0}\Big\{C_n\left[v^{E}_{n} W^{+}_{mn}(u) - q^{\varepsilon}_{n1}\delta^{n}_{m}\right] + \\ + B_n\left[\zeta^{E}_{n} W^{-}_{mn}(u) - \delta^{n}_{m}\right]\Big\}; \tag{18}$$

$$M^{*}_{m}\bar{D}_{\mu} = \bar{B}_0 M_{0\beta} - \sum_{n>0}\Big\{B_n\left[v^{H}_{n} W^{+}_{mn}(-u) - \sigma_{n\mu} q^{\mu}_{n1}\delta^{n}_{m}\right] - \\ - C_n\left[\zeta^{H}_{n} W^{n}_{m}(-u) - \sigma_{n\varepsilon}\delta^{n}_{m}\right]\Big\}, \tag{19}$$

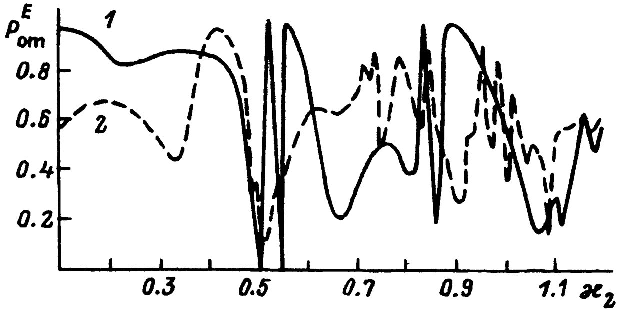

Рис. 2. Поток мощности отраженного поля при возбуждении решетки на слое диэлектрика E-поляризованной волной.

$\varphi = 0$; $\alpha = 5°$; $\varepsilon_{1j} = 6$; $\varepsilon_{1j,z} = 10$; ψ, град: *1* — 0, *2* — 60.

где

$$F^*_m = f_{1\varepsilon} R_{m\sigma}(u) - f_{2\varepsilon}\sigma^0_\varepsilon W^0_m(u); \quad f_{1\xi} = \gamma^{\xi}_{p1}/(\beta\xi_{p1});$$

$$F_m = f_{1\varepsilon} R_{m\sigma}(u) - f_{2\varepsilon}\sigma_{\varepsilon 0} W^0_m(u); \quad f_{2\xi} = i\varkappa k\xi_{p1}/(\beta\Psi^{\xi}_1);$$

$$M^*_m = f_{1\mu} R_{m\sigma}(-u); \quad M_m = M^*_m \sigma_{0\mu} - f_{2\mu} W^0_m(-u). \qquad (20)$$

Коэффициенты, входящие в (19), (20), получаем из аналогичных вышеприведенным, полагая в них $h_0 = 0$. Коэффициенты W^+_{mn} (17) определяются через базовые элементы (V^n_σ, R_σ), одинаковые для класса задач, идентичных по решению краевой задаче о нормальном падении волны на решетку [3].

В отличие от систем для произвольного падения волны (9) в каждую систему (19) входят амплитуды падающего поля и основной волны рассеянного поля одной поляризации. Амплитуды высших гармоник ($n \neq 0$) для E_z- и H_z- компонент входят одновременно в обе бесконечные системы, объединенные в одну замкнутую (19). Таким образом, "связанность" бесконечных систем для скользящего падения осуществляется только по высшим гармоникам, что свидетельствует о более слабой деполяризации поля при возбуждении волной определенной поляризации.

При $\varepsilon_z = \varepsilon$; $\mu_z = \mu$ системы уравнений для всех случаев падения волны тождественно совпадают с аналогичными для изотропных магнитодиэлектриков [5].

Численные исследования интегральных характеристик рассеянного поля проводились для различных случаев падения волны по программам, составленным на алгоритмическом языке ФОРТРАН. Некоторые результаты для потока мощности основной волны ($P_z = \mathrm{Re}[EH^*]_z$), нормированного по падающему полю, и фазы приведены на рис. 2 — 6. Графики приведены для решетки с половинным заполнением $u = 0$, толщины слоев нормированы по периоду решетки. В подписях к рисункам указаны электрические параметры слоев, отличные от единицы.

Анализируя графики, отмечаем резкие скачки интегральных характеристик, названные аномалиями [5,6]. На местоположение аномалий влияют геометрические параметры структуры, электрические параметры среды, углы падения волны, поляризация падающего поля.

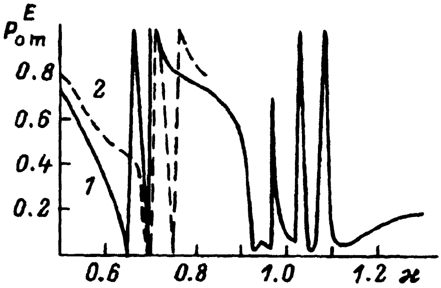

Рис. 3. То же, что на рис. 2, при возбуждении решетки на слое магнетика.

$\varphi = 0$; $\alpha = 5°$; $\psi = 0$; *1* — $\mu_{1j} = 4$; $\mu_{1j,z} = 6$; *2* — $\mu_{1j} = \mu_{1j,z} = 4$.

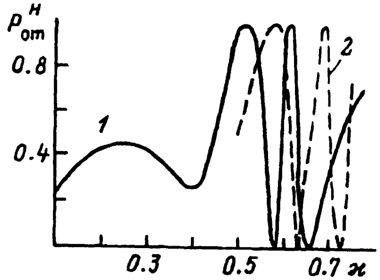

Рис. 4. То же, что на рис. 2 при возбуждении H-поляризованной волной.

$\varphi = 90°$; $\alpha = 10°$; $\psi = 0$; $a_{1j} = 0.4$; *1* — $\varepsilon_{1j} = 4$; $\varepsilon_{1j,z} = 6$; *2* — $\varepsilon_{1j} = \varepsilon_{1j,z} = 4$.

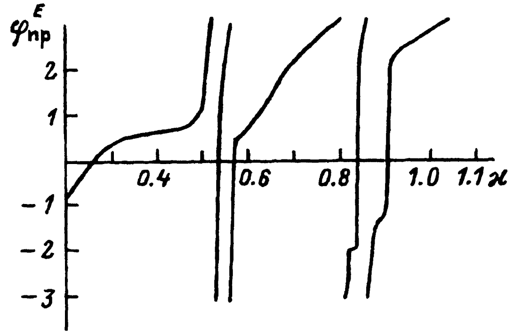

Рис. 5. Фазовый сдвиг поля при возбуждении структуры, соответствующей рис. 2 ($\psi = 0$).

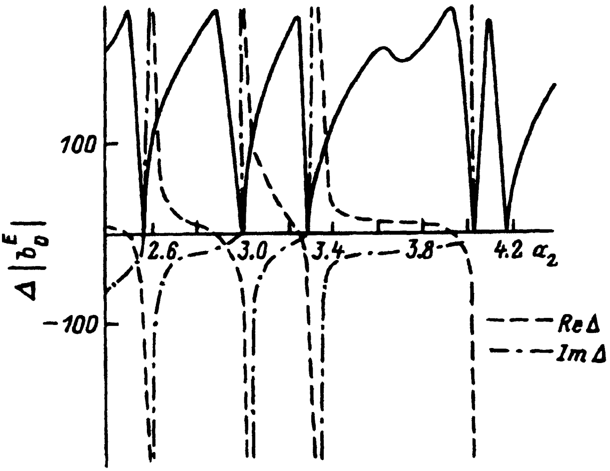

Рис. 6. Зависимость коэффициента прохождения и величины определителя от толщины слоя.

$\varphi = 0$, $\alpha = 5°$, $\psi = 0$, $\varkappa = 0.8$, $a_{1j} = 0.4$, $\varepsilon_{1j} = 2.54$, $\varepsilon_{2j} = 2.07$.

При наклонном падении волны определенной поляризации анизотропия магнетика не влияет на H-поляризованное поле (12), а диэлектрика — на E-поляризованное поле (11). График, приведенный на рис. 2 для наклонного падения E-поляризованной волны (сплошная линия), тождественно совпадает с аналогичным для изотропного диэлектрика. При произвольном падении волны на структуру с анизотропными средами вследствие деполяризации поля и появления компоненты противоположной поляризации аномальные скачки сглаживаются (рис. 2, штриховая кривая), так как области аномалий для обеих поляризаций не совпадают. Анизотропия диэлектриков и магнетиков смещает аномалии в частотном спектре (рис. 3,4, сплошные кривые) по сравнению с изотропными средами с такими же электрическими параметрами (рис. 3, 4, штриховые кривые). Фаза основной волны в области аномалий претерпевает скачок на 4π (рис. 5), таким образом, сдвиг фазы дважды принимает одинаковые значения, что объясняет наличие двойных аномалий (рис. 2). Численные исследования показали, что амплитудно-фазовые характеристики всех гармоник также испытывают резкие скачки в области аномалий основной волны.

На рис. 6 представлены значения действительной и мнимой частей определителя системы (11), рассчитанного для постоянных распространения, соответствующих основной волне (штриховые кривые), и модуль ее коэффициента прохождения (сплошная кривая) в зависимости от толщины диэлектрического слоя. Как следует из рис. 6, действительная и мнимая части определителя обращаются в нуль в экстремальных точках аномального скачка, что свидетельствует о существовании собственной волны, постоянные распространения которой совпадают приближенно с постоянными распространения основной волны, приближенно, потому что собственные значения для открытых структур, к которым принадлежит исследуемая, в общем случае комплексные числа, определяемые как нетривиальные решения определителя соответствующей системы. Объяснить природу аномалий можно резонансом собственной волны всей структуры с основной волной, совпадение постоянных распространения которых возможно в узком интервале изменяющегося параметра (частоты, толщины слоя и т.д.).

Аномальные явления на решетках с диэлектрическими слоями можно использовать при конструировании поляризационных фильтров, при проектировании антенн, использующих периодические структуры, а также для исследования двумерно неоднородных сред способом моделирования их многослойными анизотропными магнитодиэлектриками.

Список литературы

[1] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988.
[2] *Адонина А.И.* Деп. в ВИНИТИ. № 3765-77. М., 1977. 19 с.
[3] *Агранович З.С., Марченко В.А., Шестопалов В.П.* // ЖТФ. 1962. Т. 32. Вып. 4. С. 381–394.
[4] *Адонина А.И., Шестопалов В.П.* // ЖТФ. 1963. Т. 33. Вып. 6. С. 641–651.
[5] *Адонина А.И., Слюсарев А.И.* // РиЭ. 1991. Т. 36. № 2. С. 267–274.
[6] *Адонина А.И., Андрусенко А.И., Комолов В.И., Репа Ю.Т.* // Радиотехника. 1972. № 20. С. 172–178.

Харьковский университет

Поступило в Редакцию
20 декабря 1991 г.