

РЁШЁТКА ИЗ БРУСЬЕВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ДВУХСЛОЙНОМ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКЕ

А. И. Адонина, О. С. Островский

Решетка, состоящая из брусьев прямоугольной формы поперечного сечения, в сочетании с магнитодиэлектрическими слоями является базовым элементом многих устройств СВЧ, поэтому исследование электродинамических свойств подобных структур представляет интерес как с точки зрения разработки математического аппарата для исследования сложных краевых задач электродинамики, так и с точки зрения применения этих разработок для всевозможных приложений (в антенной технике, измерениях, электронике и др.).

В работе рассматривается случай наклонного падения E - и H -поляризованных волн на решетку из брусьев (период решетки — l , ширина щелей — d , высота брусьев — h), расположенных на двухслойном магнитодиэлектрике (расстояние границ слоев до решетки — a_i , их диэлектрическая и магнитная проницаемости — ϵ_i, μ_i ($i = 1, 2$) соответственно), между брусьями имеется магнитодиэлектрик с электрическими параметрами — ϵ_0, μ_0 , над решеткой — ϵ, μ , под слоями — ϵ_3, μ_3 (рис. 1).

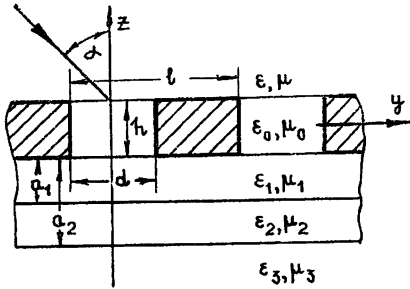


Рис. 1.

Поля в частных областях над решеткой ($z \geq h/2$, обозначим их индексом «+») и под решеткой ($z \leq -h/2$, обозначим их индексом «-») запишем в виде разложений в ряды Фурье, а в пространстве между брусьями — в виде разложений по полной системе функций на интервале $|y| \leq d/2$ для E - и H -поляризованных волн:

$$\begin{aligned} \psi_1^+ &= \exp[i(h_0 y - \gamma_0 z)] + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^{E,H} \exp[i(h n y + \gamma_n z)], \\ \psi_s^- &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (b_{n,s}^{E,H} \exp(-i \gamma_n z) + f_{n,s} \exp(i \gamma_n z)) \exp(i h n y), \\ E_{x0} &= \sum_{m=1}^{\infty} (r_m^E \cos \omega_m z + q_m^E \sin \omega_m z) \sin(m \pi/d) (y + d/2), \\ H_{x0} &= \sum_{m=1}^{\infty} (p_m^H \cos \omega_m z + q_m^H \sin \omega_m z) \cos(m \pi/d) (y + d/2), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_n^2 &= k^2 \epsilon \mu - h_n^2, \quad \gamma_{n,s}^2 = k^2 \epsilon_s \mu_s - h_n^2 \quad (s = 1, 2, 3), \\ h_n &= k \sqrt{\epsilon \mu} \sin \alpha + 2\pi n/l, \quad \omega_m^2 = k^2 \epsilon_0 \mu_0 - (m \pi/d)^2, \end{aligned}$$

$\psi_s^\pm = E_{x,s}^\pm$ — для E -поляризованного поля, $\psi_s^\pm = H_{x,s}^\pm$ — для H -поляризованного поля, $f_{n,3}^{E,H} = 0$.

Решение проведем методом Фурье (переразложений), используя алгоритм сведения краевой задачи к бесконечным системам линейных алгебраических уравнений второго рода [1]. Для этого на границе решетки ($z = \pm h/2$) выполним дискретные граничные условия для тангенциальных компонент электрического поля [1], а на границах магнитодиэлектриков приравняем тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей с двух сторон границы. Определяя коэффициенты Фурье из функциональных уравнений, полученных на базе граничных условий, для каждой поляризации получим бесконечную систему неоднородных линейных алгебраических уравнений второго рода:

E-поляризация

$$\sum_{(n)} \{a_n [\gamma_n T_{n,p}^E - \delta_{p1}^- - b_n^- [\gamma_{n1} T_{np}^E t_n^- (\mu/\mu_1) - \delta_p^n t_n^+]\} = \delta_p^0 + \gamma_0 T_{0p}^E, \quad (2)$$

$$\sum_{(n)} \{a_n [\gamma_n G_{n,p}^E + \delta_{p1}^+] + b_n^- [\gamma_{n1} G_{np}^E t_n^- (\mu/\mu_1) + \delta_p^n t_n^+]\} = -\delta_p^0 + \gamma_0 G_{0p}^E;$$

H-поляризация

$$\sum_{(n)} \{c_n [T_{n,p}^H - \gamma_n \delta_p^n] + \bar{d}_n [t_n^+ T_{n,p}^H - \delta_p^n t_n^- \gamma_{n1} (\epsilon/\epsilon_1)]\} = -\gamma_0 \delta_p^0 - T_{0p}^H,$$

$$\sum_{(n)} \{c_n [G_{n,p}^H - \gamma_n \delta_n^H] + d_n [t_n^+ G_{n,p}^H + \delta_n^+ t_n^- \gamma_{n+1} (\varepsilon/\varepsilon_1)]\} = \gamma_0 \delta_p^0 - G_{0p}^H, \quad (3)$$

где

$$a_n = a_n^E, \quad \bar{b}_n = b_n^E P_2; \quad c_n = a_n^H, \quad \bar{d}_n = b_n^H P_2,$$

$$P_2 = (1/4) \exp \{i [\gamma_{n2} (a_1 - a_2) - \gamma_{n1} a_1]\};$$

$$\begin{pmatrix} T_{n,p}^E \\ G_{n,p}^E \end{pmatrix} = i \frac{\mu_0}{\mu} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\omega_m} S_{m,n}^E S_{m,p}^E \begin{pmatrix} \text{tg } \omega_m h \\ \text{ctg } \omega_m h \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} T_{n,p}^H \\ C_{n,p}^H \end{pmatrix} = i \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \sum_{m=0}^{\infty} \chi_m \omega_m S_{m,n}^H S_{m,p}^H \begin{pmatrix} \text{tg } \omega_m h \\ \text{ctg } \omega_m h \end{pmatrix},$$

$$S_{m,n}^E = m\pi S_{m,n}, \quad S_{m,p}^E = m\pi S_{m,p} d/2l;$$

$$S_{m,n}^H = dh_n S_{m,n}, \quad S_{m,p}^H = d^2 h_p S_{m,p}/l;$$

$$S_{m,j} = \frac{4 \sin[(h_j d + m\pi)/2]}{(m\pi)^2 - (dh_j)^2}, \quad j = \begin{cases} n, & \chi_m = \begin{cases} 1/2, & m = 0 \\ 1, & m \neq 0 \end{cases} \\ p, & \chi_m = \begin{cases} 1/2, & m = 0 \\ 1, & m \neq 0 \end{cases} \end{cases},$$

$$t_n^{\pm} = \beta_n^{\pm} \pm \beta_n^{\mp} \exp [2\pi i \gamma_{n2} (a_2 - a_1)], \quad \beta_n^{\pm} = \alpha_3^{\pm} \alpha_2^{\pm} + \alpha_3^{\mp} \alpha_2^{\mp} \exp [2\pi i \gamma_{n2} (a_2 - a_1)],$$

$$\alpha_s^{\pm} = 1 \pm \frac{\xi_{s-1} \gamma_{n,s}}{\xi_s \gamma_{n,s-1}}, \quad \xi_s = \begin{cases} \varepsilon_s; & E\text{-поляризация} \\ \mu_s; & H\text{-поляризация} \end{cases}, \quad \delta_p^n = \begin{cases} 1, & p=n \\ 0, & p \neq n \end{cases}.$$

Аналитически доказать сходимость систем (2), (3) нельзя, поэтому их сходимость проверялась численно. Критерием урезания систем служило совпадение значений интегральных характеристик для тонких решеток ($h=0,01$) с рассчитанными методом Римана—Гильберта для аналогичной структуры [2]. С точностью до третьего знака системы с $|n| = 5$ обеспечивали такое совпадение для $\kappa \ll 1,5$ ($\kappa = l/\lambda$).

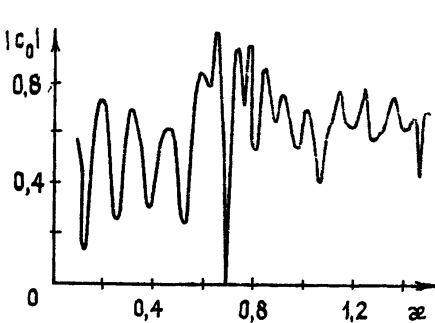


Рис. 2.

Рис. 2. $\alpha = 15^\circ$, $h = 2,5$, $\varepsilon_0 = 2,07$, $\varepsilon_1 = 2,54$, $a_1 = 0,4$, $a_2 = 0,4$.

Рис. 3. $\kappa = 0,6$, $\varepsilon_1 = 2,07$, $\varepsilon_2 = 2,54$, $a_1 = 0,4$, $a_2 = 0,8$, ——— $h = 0,5$, - - - - $h = 2$.

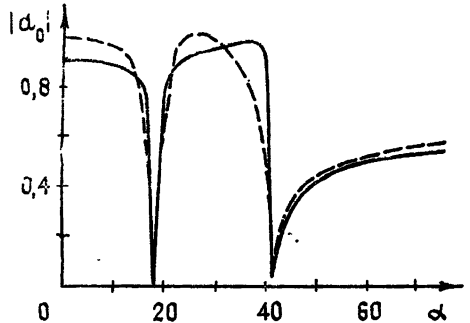


Рис. 3.

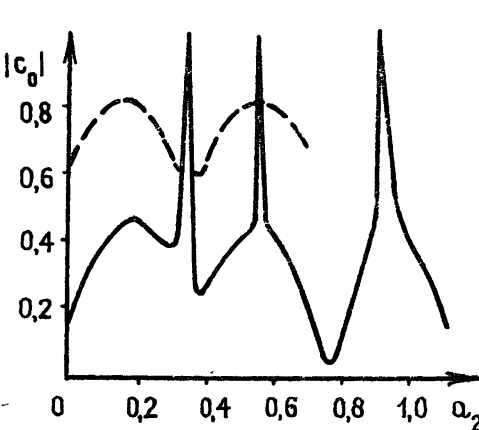


Рис. 4.

Рис. 4. $\alpha = 5^\circ$, $\kappa = 0,8$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 2,54$, $a_1 = 0,4$, ——— $h = 1,5$, - - - - $h = 1$.

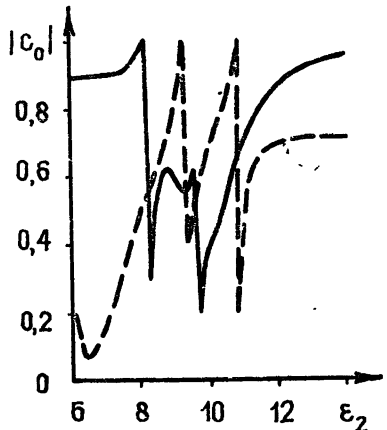


Рис. 5.

Рис. 5. $\alpha = 5^\circ$, $h = 0,5$, $\kappa = 0,8$, $a_1 = 0,4$, $a_2 = 0,8$, ——— $\mu_2 = 1$, - - - - $\mu_2 = 2,54$.

На рис. 2—5 представлены зависимости коэффициентов прохождения (T_{01}) и отражения ($|R_{01}|$) для H -поляризованной волны от параметров структуры (геометрические размеры решетки и диэлектриков приведены по отношению к периоду решетки). В подписях к рисункам указаны электрические параметры (ϵ_i, μ_i), отличные от единицы.

Анализируя графики, отметим, что на плавные изменения интегральных характеристик поля, связанные с резонансами по толщине решетки и диэлектрических слоев, накладываются резкие скачки, названные аномалиями при исследовании тонких решеток с диэлектрическими слоями [3]. На местоположение аномалий значительно влияет частота падающего поля (рис. 2), угол падения волны (рис. 3), геометрические и электрические параметры магнитодиэлектриков (рис. 4, 5). Параметры решетки (высота брусьев, ширина щели) незначительно влияют на местоположение аномалий (рис. 3, 4).

Подбором геометрических и электрических параметров исследуемой структуры можно создавать устройства с требуемыми свойствами. Так, при $h=2$ (рис. 3) в достаточно широком диапазоне углов ($20^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$) получаем значение амплитуд прошедшего поля $|d_0| \geq 0,9$, при изменении толщины брусьев ($h=0,5$) область максимальных значений коэффициента прохождения уменьшается. Влияние геометрических и электрических параметров магнитодиэлектриков на аномалии в рассеянном поле можно использовать для определения диэлектрической и магнитной проницаемостей сред (ϵ, μ), в спектрометрии для точного измерения толщины диэлектриков, а также для диагностики расслоений, при конструировании частотных и поляризационных фильтров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн.— Харьков: Гос. ун-т, 1971.— 400 с.
2. Адонина А. И. Статья депонирована в УкрНИИТИ, рег. № 1816УК-85. Деп. от 19 августа 1985 г.
3. Адонина А. И. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 2334-74. Деп. от 22 августа 1974 г.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию
3 декабря 1985 г

УДК 538.576.23

ЗАХВАТ И УВЛЕЧЕНИЕ ПАКЕТОВ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В ЗАКРИТИЧЕСКИЕ ОБЛАСТИ ПЛАВНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД НИЗКОЧАСТОТНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ

Е. М. Громов, И. Н. Диденкулов, В. И. Таланов

Вопросы проникновения ВЧ волны в закритические области неоднородных сред обсуждались ранее для интенсивных ВЧ волн, под действием которых происходит существенная нелинейная перестройка параметров среды [1—6]. В настоящей работе проникновение ВЧ сгустков в закритические области связывается с переносом сгустков НЧ возмущениями среды. Аналогичен рассматриваемому механизм увлечения ВЧ сгустков в закритические области неоднородных волноводов НЧ колебаниями их границ.

В качестве модельной рассмотрим задачу об эволюции одномерного волнового поля $\Psi(z, t)$, описываемого в безразмерных переменных уравнением типа Шредингера

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - V(z, t) \Psi = 0 \quad (1)$$

с потенциалом

$$V(z, t) = (z/2) + \tilde{V}(z - at),$$

где $\tilde{V}(z - at)$ — НЧ возмущение потенциала, движущееся со скоростью $a > 0$ в область высоких значений стационарного потенциала $V_0(z) = z/2$. Уравнение (1) заменой независимых переменных $\xi = z - at$, $t' = t$ и искомой функции $\Psi = \Psi(\xi, t) \times \exp(i a \xi - i a t^2/4)$ приводится к виду

$$i \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\Psi}}{\partial \xi^2} + \left[\frac{a^2}{2} - \frac{\xi}{2} - \tilde{V}(\xi) \right] \tilde{\Psi} = 0,$$

из которого следует, что при возмущениях потенциала $\tilde{V}(\xi)$ типа «ям» или «горбов» возможно существование увлекаемых в область $z > 0$ метастабильных состояний