

УДК 537.874.6 : 621.396.677

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ

В. М. Крехтунов, В. А. Тюлин

Методом проекционного сшивания полей решена задача дифракции электромагнитных волн на границе «свободное пространство — двумерно-периодическая диэлектрическая структура». В частичных областях используются ортонормированные системы поперечных векторных функций однородного и поперечно-неоднородного каналов Флоке. Задача сведена к решению неоднородной системы линейных алгебраических уравнений относительно элементов матрицы рассеяния рассматриваемой структуры. Численно исследована сходимость решения при увеличении числа базисных функций, учитываемых в представлении искомого поля, и проанализировано поведение коэффициента отражения низшей волны двумерно-периодических решеток диэлектрических стержней в зависимости от параметров, характеризующих падающую волну и структуру.

Периодические диэлектрические структуры в настоящее время находят широкое применение в технике СВЧ. В частности, решетки диэлектрических стержней используются для согласования волноводных антенных решеток [1], при построении широкополосных поляризаторов линзового типа, неоднородных линзовых антенн и согласующих покрытий линз [2]. Известно также применение периодических диэлектрических структур для построения радиопрозрачных укрытий и антенных обтекателей [3].

Для электродинамического анализа упомянутых выше радиотехнических устройств необходимо знать характеристики рассеяния электромагнитных волн на границе «однородное пространство—периодическая диэлектрическая структура». В случае, когда периодическое возмущение мало, приемлемую для инженерной практики точность расчета обеспечивает метод возмущений, а также использование эффективных диэлектрических проницаемостей сред [4]. Однако в ряде приложений требуются более точные методы анализа [1]. Наиболее общий подход к решению рассматриваемой проблемы содержится в работе [5]. Здесь при решении задачи дифракции плоской волны, нормально падающей на периодическую границу раздела двух диэлектриков, дано обобщение метода поперечных сечений, развитого ранее для анализа нерегулярных волноводов.

К настоящему времени наиболее полно исследовано рассеяние волн на одномерно-периодических диэлектрических структурах. Так, в [6] исследуется дифракция плоской волны на решетке диэлектрических брусьев, а в [7] решена задача дифракции на решетке диэлектрических пластин, согласующих волноводную антенную решетку. Вопросы дифракции электромагнитных волн на двумерно-периодических диэлектрических структурах изучены недостаточно полно. Некоторые численные результаты для решетки круглых стержней, выступающих из волноводов, обсуждаются в [8].

Целью настоящей работы является разработка алгоритма расчета элементов матрицы рассеяния стыка «свободное пространство—двумер-

но-периодическая диэлектрическая структура» общего вида [9]. Решение задачи дифракции получено методом проекционного сшивания полей [10]. При этом в диэлектрической структуре в качестве базиса используется ортонормированная система собственных векторных функций, построенная на основе решения задачи о собственных волнах двумерно-периодической решетки диэлектрических стержней методом Галеркина [11, 12].

ПОСТАНОВКА И АЛГЕБРАИЗАЦИЯ ЗАДАЧИ

Геометрия исследуемой структуры показана на рис. 1. В полупространстве $z > 0$ (область 1) среда однородна и характеризуется диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . В полупространстве $z < 0$ (область 2) распределение диэлектрической проницаемости описывается двумерно-периодической функцией $\epsilon_2(x, y)$, имеющей конечное число линий разрыва первого рода в пределах элементарной ячейки сечением $S_1 = d_1 d_2 \sin \alpha$, где d_1 и d_2 — периоды структуры вдоль осей косоугольной системы координат $X_1 Y_1 Z$. Магнитная проницаемость всего пространства — μ_0 .

Рассматривается квазипериодическое возбуждение структуры либо одной из собственных волн в области 2, либо плоской волной в области 1, падающей на структуру под произвольным углом. В обоих случаях электродинамическая задача состоит в построении решения системы уравнений Максвелла, удовлетворяющего условию излучения при $z \rightarrow \pm \infty$, условию непрерывности тангенциальных составляющих поля на линиях разрыва функции $\epsilon_2(x, y)$ и в плоскости $z=0$, а также условию квазипериодичности Флоке.

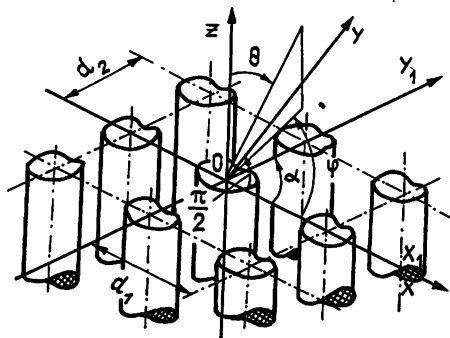


Рис. 1.

Учитывая периодичность структуры и квазипериодический характер возбуждения, искомое поле, удовлетворяющее условию Флоке, будем искать в пределах одной элементарной ячейки структуры S_1 ($-d_1/2 \leq x_1 \leq d_1/2$, $-d_2/2 \leq y_1 \leq d_2/2$). Таким образом, поставленная задача сводится к исследованию дифракции электромагнитных волн на стыке однородного и поперечно-неоднородного каналов Флоке при $z = 0$.

В случае возбуждения исследуемой структуры одной из собственных волн области 2 поперечные составляющие векторов напряженностей электрического и магнитного полей в области 1 представим в виде

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{H}_1 \end{pmatrix} = \sum_{t=1}^2 \sum_{n_1=-N_1}^{N_1} \sum_{n_2=-N_2}^{N_2} A_{tn,n_2} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{tn,n_2} \\ \mathbf{h}_{tn,n_2} \end{pmatrix} \exp(-j\beta_{n_1,n_2} z), \quad (1)$$

где A_{tn,n_2} и β_{n_1,n_2} — комплексная амплитуда и продольное волновое число собственной волны типа H_v ($t=1$) или типа E_v ($t=2$) однородного канала Флоке; $\{\mathbf{e}_{tn,n_2}, \mathbf{h}_{tn,n_2}\}$ — полная в области S_1 поперечного сечения канала Флоке система векторных функций, определяемых известным образом [13] через скалярную гармонику Флоке

$$f_{n_1,n_2} = S_1^{-1/2} \exp[-j(k_{n_1} x + k_{n_2} y)] \quad (2)$$

и удовлетворяющих условию ортонормировки

$$\int_{S_1} \mathbf{e}_{tn,n_2} \left[\mathbf{h}_{t'n_1'n_2}^{(*)}, \mathbf{z}_0 \right] ds = \omega_{tn,n_2} \delta_{t't'} \delta_{n_1'n_1} \delta_{n_2'n_2}. \quad (3)$$

В (2) и (3) обозначено: δ — символ Кронекера; $\omega_{ln_2} = W_{ln_2} / |W_{ln_2}|$; W_{ln_2} — характеристическое сопротивление волны типа H_v или E_v однородного канала Флоке;

$$k_{n_1} = \frac{2\pi n_1 + \psi_1}{d_1}, \quad k_{n_2} = \frac{2\pi n_2 + \psi_2}{d_2 \sin \alpha} - \frac{2\pi n_1 + \psi_1}{d_1 \operatorname{tg} \alpha}.$$

Параметры ψ_1 и ψ_2 , характеризующие направление распространения падающей волны, задаются на интервале $(-\pi, \pi)$.

В области 2 искомое поле представим в виде

$$\begin{pmatrix} E_2 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_{m_0} \\ h_{m_0} \end{pmatrix} \exp(-j\beta_{m_0} z) \pm \sum_{m=1}^M B_m \begin{pmatrix} e_m \\ h_m \end{pmatrix} \exp(j\beta_m z), \quad (4)$$

где B_m и β_m — комплексная амплитуда и продольное волновое число собственной волны типа HE_m поперечно-неоднородного канала Флоке, $\{e_m, h_m\}$ — ортонормированная система поперечных векторных функций поперечно-неоднородного канала Флоке, построенная на основе решения задачи о собственных волнах периодической диэлектрической структуры методом Галеркина, индекс «0» характеризует падающую волну.

Следуя методике работы [12] и используя в качестве базисных функций вектор-функции h_{ln_2} однородного канала Флоке, находим h_m в виде

$$h_m = (|W_m|)^{-1/2} \sum_{t=1}^2 \sum_{n_1=-N_1}^{N_1} \sum_{n_2=-N_2}^{N_2} V_{ln_2}^{(m)} \times \\ \times (K_{ln_2}^{(x)} x_0 + K_{ln_2}^{(y)} y_0) f_{n_1 n_2} k_{rn_2}^{-1}, \quad (5)$$

где V^m и β_m^2 — собственный вектор и собственное значение матрицы, элементы которой получены при решении задачи о собственных волнах двумерно-периодической диэлектрической структуры;

$$k_{rn_2} = \sqrt{k_{n_1}^2 + k_{n_2}^2}, \\ K_{ln_2}^{(x)} = -\frac{k_{n_1}}{\sqrt{|W_{1n_2}|}} (2-t) + \frac{k_{n_2}}{W_{2n_2}} \sqrt{|W_{2n_2}|} (t-1), \\ K_{ln_2}^{(y)} = -\frac{k_{n_2}}{\sqrt{|W_{1n_2}|}} (2-t) - \frac{k_{n_1}}{W_{2n_2}} \sqrt{|W_{2n_2}|} (t-1).$$

Вектор-функции e_m находятся из уравнений Максвелла и определяются выражением

$$e_m = (\sqrt{|W_m|} \omega \beta_m \varepsilon_2)^{-1} \sum_{t=1}^2 \sum_{n_1=-N_1}^{N_1} \sum_{n_2=-N_2}^{N_2} k_{rn_2}^{-1} V_{ln_2}^{(m)} \times \\ \times (L_{ln_2}^{(x)} x_0 + L_{ln_2}^{(y)} y_0) f_{n_1 n_2}, \quad (6)$$

где W_m — характеристическое сопротивление волны типа HE_m поперечно-неоднородного канала Флоке, рассчитываемое по формуле

$$W_m = \omega \mu_0 \beta_m^{-1} \sum_{t, n_1, n_2} \sum_{t', n_1', n_2'} V_{ln_2}^{(m)} V_{t'n_2'}^{(m)*} \omega_{t'n_2'}^{-1} I_{n_1' n_2' n_1 n_2}. \quad (7)$$

В (6) и (7) обозначено

$$L_{in_2}^{(x)} = k_{n_1} k_{n_1 n_2} K_{in_2}^{(x)} + (k_{n_1 n_2}^2 + \beta_m^2) K_{in_2}^{(y)},$$

$$L_{in_2}^{(y)} = (k_{n_1}^2 + \beta_m^2) K_{in_2}^{(x)} + k_{n_1} k_{n_1 n_2} K_{in_2}^{(y)},$$

$$\omega_{in_2}^{t'n_1'n_2'} = \left(L_{in_2}^{(x)} K_{t'n_1'n_2'}^{(y)*} + L_{in_2}^{(y)} K_{t'n_1'n_2'}^{(x)*} \right) k_0^{-2} k_{rn_2}^{-1} k_{r'n_1'n_2'}^{-1}.$$

Коэффициенты $I_{n_1'n_2'n_2}$ находятся с учетом функции распределения диэлектрической проницаемости по поперечному сечению элементарной ячейки в области 2:

$$I_{n_1'n_2'n_2} = S_1^{-1} \int_{S_1} \varepsilon_r^{-1} \exp \{ -j [(k_{n_1} - k_{n_1'}) x + (k_{n_2} - k_{n_2'}) y] \} dx dy. \quad (8)$$

Для алгебраизации задачи, следуя методике проекционного сшивания полей [14], воспользуемся в плоскости $z=0$ проекционными соотношениями

$$\int_{S_1} (E_2 - E_1) [h_{t'n_1'n_2'}^*, z_0] ds = 0, \quad n_{1(2)}' = 0, \pm 1, \dots, \pm N_{1(2)}, \quad t' = 1, 2, \quad (9)$$

$$\int_{S_1} (H_2 - H_1) [z_0, e_{m'}^*] ds = 0, \quad m' = 1, 2, \dots, M.$$

Подставив в (9) соответствующие выражения для полей, с учетом ортонормировки векторных функций получим систему неоднородных алгебраических уравнений

$$\sum_{m=1}^M B_m Q_{t'n_1'n_2'm} - A_{t'n_1'n_2'} \omega_{t'n_1'n_2'} = - Q_{t'n_1'n_2'm_0},$$

$$t' = 1, 2, \quad n_{1(2)}' = 0, \pm 1, \dots, \pm N_{1(2)}, \quad (10)$$

$$B_m \omega_{m'}^* + \sum_{i=1}^2 \sum_{n_1=-N_1}^{N_1} \sum_{n_2=-N_2}^{N_2} A_{in_1n_2} Q_{m'tn_1n_2} = \omega_{m_0} \delta_{m'm_0}, \quad m' = 1, 2, \dots, M,$$

где $Q_{t'n_1'n_2'm}$ и $Q_{m'tn_1n_2}$ — коэффициенты связи собственных волн в областях 1 и 2, определяемые выражениями

$$Q_{t'n_1'n_2'm} = \int_{S_1} e_m [h_{t'n_1'n_2'}^*, z_0] ds, \quad (11)$$

$$Q_{m'tn_1n_2} = \int_{S_1} h_{tn_1n_2} [z_0, e_{m'}^*] ds.$$

Подставив в (11) выражения для векторных функций, после тождественных преобразований получаем

$$Q_{t'n_1'n_2'm} = \omega_{m_0} \beta_m^{-1} \sum_{i=1}^2 \sum_{n_1=-N_1}^{N_1} \sum_{n_2=-N_2}^{N_2} V_{t'n_1'n_2}^{(m)} \omega_{in_2}^{t'n_1'n_2'} I_{n_1'n_2'n_2}. \quad (12)$$

Таким образом, рассматриваемая задача дифракции электромагнитных волн сведена к нахождению по методике работ [11, 12] характе-

ристик собственных волн двумерно-периодической диэлектрической структуры и решению системы уравнений (10) относительно коэффициента отражения B_{m_0} падающей волны типа HE_{m_0} , а также комплексных амплитуд волн HE_m ($m \neq m_0$) и H_{n_1, n_2} , E_{n_1, n_2} , возбуждаемых в областях 2 и 1 соответственно.

В случае возбуждения структуры плоской волной, падающей на границу раздела областей 1 и 2 $z=0$ из области 1, по аналогии с изложенным выше находим систему алгебраических уравнений

$$\sum_{m=1}^M B_m Q_{t', n'_1, n'_2, m} - A_{t', n'_1, n'_2} \omega_{t', n'_1, n'_2} = \omega_{t_0, n_{1,0}, n_{2,0}} \delta_{t_0, n_{1,0}, n_{2,0}}^{t', n'_1, n'_2},$$

$$t' = 1, 2, \quad n'_{1(2)} = 0, \pm 1, \dots, \pm N_{1(2)}, \quad (13)$$

$$B_{m'} \omega_{m'} + \sum_{t=1}^2 \sum_{n_1=-N_1}^{N_1} \sum_{n_2=-N_2}^{N_2} A_{t, n_1, n_2} Q_{m', t, n_1, n_2} = Q_{m', t_0, n_{1,0}, n_{2,0}},$$

$$m' = 1, 2, \dots, M.$$

Исключая из (10) и (13) коэффициенты A_{t, n_1, n_2} , получаем две независимые системы неоднородных алгебраических уравнений относительно комплексных амплитуд области 2. Порядки этих систем уравнений зависят только от числа базисных функций, учитываемых в области 2. Из решения систем уравнений (10) и (13) при различных индексах падающих волн

$$m_0 = 1, 2, \dots, M; \quad t_0 = 1, 2; \quad n_{1,0} = 0, \pm 1, \dots, \pm N_1; \quad n_{2,0} = 0, \pm 1, \dots, \pm N_2$$

находятся все элементы комплексной матрицы рассеяния стыка «свободное пространство — периодическая диэлектрическая структура».

АНАЛИЗ РЕШЕНИЯ. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Тождественными преобразованиями систем уравнений можно показать [14], что построенное решение задачи автоматически удовлетворяет условию баланса мощности [15].

Рассматриваемая задача в общей постановке не имеет решения в аналитически замкнутом виде. В связи с этим представляет интерес анализ решения систем уравнений (10) и (13) для частных случаев исследуемой структуры, допускающих точное решение задачи.

1) Рассмотрим случай $\varepsilon_2(x, y) = \varepsilon_2 = \text{const}$. Очевидно, что вектор-функции h_m, e_m поперечно-неоднородного канала Флоке вырождаются в функции h_{t, n_1, n_2} и e_{t, n_1, n_2} однородного канала Флоке, а точным решением систем уравнений (10) и (13) являются коэффициенты Френеля.

2) В случае $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$ из (10) следует $B_m = 0$ и $A_{t, n_1, n_2} = \delta_{m_0, t, n_1, n_2}$.

Для других конкретных параметров периодической диэлектрической структуры необходимо проводить численное исследование сходимости решения, на основании которого можно дать заключение о точности численных результатов, получаемых при учете конечного числа базисных функций в представлении поля в областях 1 и 2.

Разработанный алгоритм реализован в виде комплекса программ на алгоритмическом языке ФОРТРАН для ЭВМ серии ЕС и БЭСМ-6. Численно исследовано поведение коэффициента отражения плоской волны $\Gamma = |A_{t, 0, 0}|$, падающей из области 1 на двумерно-периодическую диэлектрическую структуру, в зависимости от размеров и формы попе-

речного сечения, диэлектрической проницаемости стержней, периода решетки и угла падения плоской волны. Для поперечно-однородных круглых стержней радиуса a и прямоугольных стержней сечением $c_1 \times c_2$ коэффициенты I_{n_1', n_2', n_2} определяются известными выражениями [11, 12, 15].

Влияние числа базисных функций, учитываемых в области 2, на сходимость решения системы уравнений (13) иллюстрируется графиками рис. 2. Здесь показаны значения коэффициента отражения H -поляризованной плоской волны, падающей под углом $\theta=60^\circ$ в плоскости $\varphi=0$ на решетку круглых стержней с параметрами $\alpha=60^\circ$, $d_1=d_2=d=0,6\lambda$, $\epsilon_{r1}=1$; для линий 1 и 2 — $\epsilon_{r2}=2,56$, $a=0,25\lambda$; для линии 3 — $\epsilon_{r2}=2,56$, $a=0,2\lambda$; для линии 4 — $\epsilon_{r2}=5$, $a=0,2\lambda$. Линии 1 и 2 соответствуют расчету характеристик собственных волн двумерно-периодической диэлектрической структуры в области 2 с учетом в представлении (5) 18 и 50 гармоник Флоке.

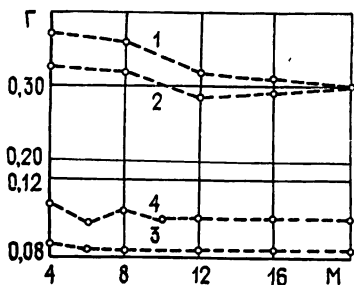


Рис. 2.

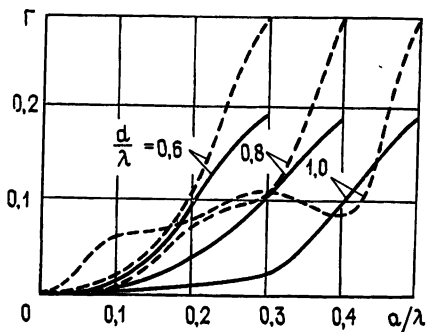


Рис. 3.

Анализ полученных результатов показывает хорошую сходимость последовательности приближенных решений. При $M=\text{const}$ точность расчета повышается с уменьшением угла падения волны θ , радиуса и диэлектрической проницаемости материала стержней.

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента отражения плоской волны от радиуса круглых диэлектрических стержней. Расчет выполнен для случая нормального падения волны ($\theta=0$) при различных периодах решетки d/λ . Сплошные линии соответствуют значению $\epsilon_{r2}=2,56$, штриховые — $\epsilon_{r2}=5$. Плавное увеличение значений Γ с ростом радиуса стержней и с убыванием периода решетки для $\epsilon_{r2}=2,56$ является следствием того, что в решетке стержней при заданном возбуждении может распространяться лишь одна низшая волна типа HE_1 , вырождающаяся при $\epsilon_{r2} \rightarrow 1$ в плоскую волну. Отмеченный характер зависимости $\Gamma(a/\lambda, d/\lambda)$ нарушается в случае, когда в решетке стержней могут распространяться несколько типов волн (см. штриховые линии на графиках рис. 3).

Численным анализом установлено малое отличие зависимостей $\Gamma(a/\lambda, d/\lambda)$, рассчитанных для решеток круглых и квадратных диэлектрических стержней при условии равенства площадей их поперечного сечения. Для решетки прямоугольных стержней при $c_1=d_1$ и $c_2=d_2 \sin \alpha$, когда периодическая диэлектрическая структура вырождается в однородное полупространство, расчет по разработанному алгоритму дает точное значение коэффициента отражения плоской волны.

Изменение коэффициента отражения плоской волны в зависимости от угла ее падения на плоскость $z=0$ иллюстрируется графиками, рис. 4 и 5, рассчитанными для решетки круглых стержней с парамет-

рами $d=0,6\lambda$, $\epsilon_{r2}=2,56$. При этом рис. 4 соответствует H -поляризованной волне, падающей в плоскости $\varphi=0$, а рис. 5 — E -поляризованной волне, падающей в плоскости $\varphi=90^\circ$.

Как видно из приведенных данных, коэффициент отражения плоской волны сложным образом зависит от параметров исследуемой структуры. В частности, имеется область параметров диэлектрических стержней ($a=(0,2 \div 0,25)\lambda$ при $\epsilon_{r2}=2,56$), при которых на границе раздела «периодическая диэлектрическая структура—свободное пространство» имеет место явление, аналогичное явлению апертурного резонанса, наблюдаемого в плоских волноводных антенных решетках [13].

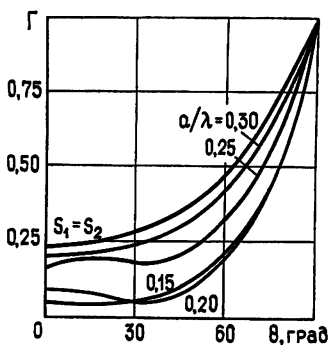


Рис. 4.

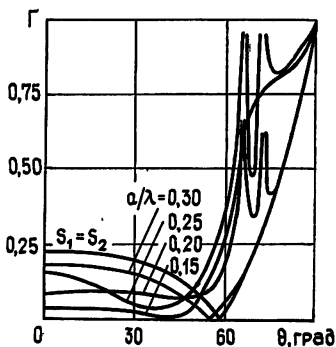


Рис. 5.

На рис. 4 и 5 также приведены зависимости $\Gamma(\theta)$, рассчитанные по разработанному алгоритму для решетки прямоугольных стержней с параметрами $c_1=d_1$, $c_2=d_2 \sin \alpha$. В этом случае периодическая диэлектрическая структура вырождается в однородное полупространство ($S_1=S_2$), а численные результаты полностью совпадают с результатами расчета по формулам Френеля. Последнее является дополнительной иллюстрацией эффективности разработанного алгоритма и правильного функционирования реализующей его программы для ЭВМ.

1) Численное исследование сходимости приближенных решений задачи дифракции и сравнение полученных численных результатов с точными для ряда частных случаев исследуемой структуры свидетельствуют о высокой эффективности разработанного алгоритма.

2) Полученные результаты могут быть использованы для инженерного расчета широкого класса устройств, содержащих периодические диэлектрические структуры. В частности, в сочетании с результатами работы [15] построенное решение задачи может быть использовано для разработки алгоритма расчета волноводных фазированных антенных решеток, согласуемых со свободным пространством диэлектрическими стержнями [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Lewis R., Hessel A., Knittel G.—IEEE Trans., 1972, AP-20, № 6, p. 712.
2. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств.— М.: Энергия, 1973.
3. Каплун В. А. Обтекатели антенн СВЧ.— М.: Сов. радио, 1974.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики./Пер. с англ./Под ред. Г. П. Мотулевич.— М.: Наука, 1973.
5. Каценеленбаум В. З.—Радиотехника и электроника, 1960, 5, № 12, с. 1929.
6. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках.— Харьков: Гос. ун-т, 1973.
7. Виниченко Ю. П., Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Туманская А. Е.—Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 8, с. 1583.

8. Винниченко Ю. П., Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Туманская А. Е.—Радиотехника и электроника, 1972, -17, № 7, с. 1382.
9. Крехтунов В. М., Тюлин В. А. В кн.: Волны и дифракция. VIII Всесоюзный симпозиум по дифракции и распространению волн.—М.: 1981, 1, с. 303.
10. Никольский В. В. Сборник научно-методических статей по прикладной электродинамике.—М.: Высшая школа, 1977, вып. 1, с. 4.
11. Крехтунов В. М., Тюлин В. А.—Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 1, с. 44.
12. Крехтунов В. М., Тюлин В. А.—Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 621.
13. Амтей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток.—М.: Мир, 1974.
14. Никольский В. В.—Труды МИРЭА, 1974, вып. 70, с. 3.
15. Крехтунов В. М., Тюлин В. А.—Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 1, с. 104.

Московское высшее техническое училище им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию
9 марта 1982 г.

DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY TWO-DIMENSIONAL PERIODIC ARRAY OF SEMI-INFINITE DIELECTRIC RODS

V. M. Krekhtunov, V. A. Tyulin

By the method of projection field matching a problem is solved of electromagnetic field diffraction at the boundary of free space and two-dimensional periodic dielectric structure. In partial regions orthonormal systems are used of transverse vector function of homogeneous and transversely inhomogeneous Floke channels. The problem is reduced to the solution of an nonhomogeneous system of linear algebraic equations relative to elements of the scattering matrix of the considered structure. The convergence of the solution is numerically investigated with the increase of the number of basic functions being account in the presentation of the unknown field. The behaviour of the reflection coefficient of the lower wave reflection of two-dimensional periodic arrays of the dielectric rods is analysed versus parameters characterizing the incident wave and the structure.

ИНФОРМАЦИЯ

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXII, № 5, 1982 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Ерухимов Л. М., Каган Л. М., Мясников Е. Н. О нагревном механизме происхождения неоднородностей *F*-слоя ионосферы.

Показано, что в изотермической ионосферной плазме в присутствии постоянных токов (продольных и поперечных) может возникнуть нагревная неустойчивость, которая приводит к образованию мелкомасштабных неоднородностей *F*-слоя ионосферы. Порог нагревной неустойчивости существенно зависит от поляризации флуктуационного тока и формы спектра неоднородностей концентрации плазмы.

Гоков А. М., Мартыненко С. И., Мисюра В. А., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф., Шемет А. С. Профили электронной концентрации в ночной высокоширотной нижней ионосфере, искусственно возмущенной мощными радиоволнами.

Методом частичных отражений обнаружено увеличение температуры электронов до ~50 % на высотах $z \sim 67-71$ км. Концентрация электронов уменьшалась под действием мощных радиоволн на 30—40% на $z \sim 68-72$ км, на $z \sim 76-85$ км она увеличивалась на десятки процентов.

Гайлит Т. А., Гусев В. Д., Иванов М. И., Перекалина Е. О. Исследование анизотропии неоднородностей ионосферы дифференциально-фазовым методом.

Рассматривается дифференциально-фазовый метод исследования неоднородностей ионосферы. Предположен алгоритм построения индикатрисы углового рассеяния волн по результатам измерения разности фаз сигнала на антенном треугольнике.

Приведены экспериментальные результаты определения анизотропии и ориентации неоднородностей ионосферы разного масштаба предложенным методом.

(Окончание см. с. 109)