Письма в ЖТФ, том 20, вып. 21 12 ноября 1994 г.

01;09

О ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ОДНОМЕРНО ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПИРАЛЕЙ

В.А.Калошин, С.Ю.Сиянко

1. Имеется большое количество работ, где рассматривается дифракция на одномерно-периодических решетках из металлических стержней (см., например, [1]). В данной работе рассматривается задача о дифракции на решетке из металлических спиралей. Рассматриваются два случая: решетка из одинаковых спиралей (рис. 1) и решетка из спиралей с чередующимся знаком угла намотки (рис. 2). Начнем рассмотрение со второго случая. Предположим, что волна падает перпендикулярно к плоскости решетки в направлении оси Z. Нетрудно показать, что данная задача для случая E поляризации (вектор E в падающей волне параллелен осям спиралей) эквивалентна задаче о рассеянии на спирали в волноводе с магнитными стенками, а для случая H-поляризации (вектор H в падающей волне параллелен осям спиралей) — задаче о рассеянии на спирали в волноводе с металлическими стенками (стенки волноводов на рис. 1 и 2 заштрихованы).

Будем полагать, что период решетки a много меньше длины волны λ и, кроме того, радиус спирали $r \ll a$. При этом для нахождения поля внутри волновода можно ограничиться учетом излучения электрических и магнитных токов, текущих вдоль оси спирали, а также электрических и магнитных диполей, равномерно распределенных вдоль оси спирали и направленных по оси X — аналогично тому, как это было сделано в [2] для металлического цилиндра в волноводе. Далее находим решение задачи возбуждения волноводных мод этими токами, подставляя их в правую часть волнового уравнения. В результате для поля вне спирали получаем представление в виде ряда Фурье по координате x. Находя коэффициенты разложения и пренебрегая всеми членами разложения по малым параметрам $ka (k = 2\pi/\lambda)$ и кроме первых, получаем выражения для полей в виде рядов, которые можно свести к геометрической прогрессии. Суммируя, получаем представление для поля в виде $A + B\sin\theta$, где θ — полярный угол в плоскости ZX. В выражения A и B входят в виде множителей неизвестные коэффициенты, которые находим путем "сшивания" этих полей на поверхности

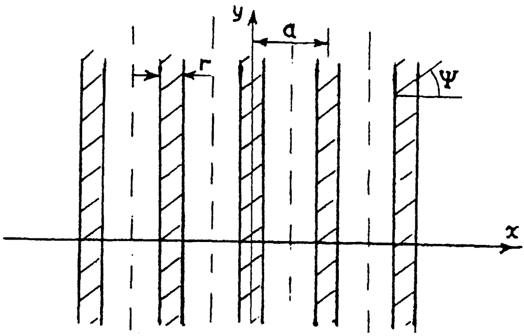

Рис. 1.

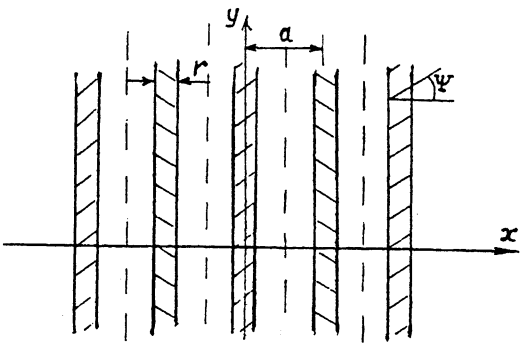

Рис. 2.

цилиндра, образованного спиралью, с решением волнового уравнения внутри спирали, которое представляем в аналогичном виде: $C + D\sin\theta$. Полагаем, что толщина провода много меньше диаметра спирали, в связи с чем при "сшивании" будем использовать граничные условия анизотропно проводящего цилиндра:

$$E_y^{(\text{н})} + E_\theta^{(\text{н})}\operatorname{ctg}\psi = 0, \qquad E_y^{(\text{н})} = E_y^{(\text{в})},$$

$$E_y^{(\text{в})} + E_\theta^{(\text{в})}\operatorname{ctg}\psi = 0, \qquad (H_y^{(\text{н})} - H_y^{(\text{в})}) + (H_\theta^{(\text{н})} - H_\theta^{(\text{в})})\operatorname{ctg}\psi = 0, \tag{1}$$

где индекс "н" относится к полю вне спирали, индекс "в" — внутри, а ψ — угол намотки спирали. Для определенности полагаем, что положительные значения ψ соответствуют правосторонней намотке (рис. 1).

В результате решения полученных систем линейных уравнений для амплитуды электрического поля отраженной и прошедшей волны в дальней зоне для E-поляризации получаем

$$R_x = 0, R_y = -\frac{1}{A} + \frac{(kr)^2}{B - \operatorname{ctg}^2\psi}, T_x = 0, T_y = 1 - \frac{1}{A} - \frac{(kr)^2}{B - \operatorname{ctg}^2\psi}, \tag{2}$$

где $A = 1 + \frac{ika}{\pi}\left(\ln(\frac{a}{2\pi r}) + \frac{\operatorname{ctg}^2\psi}{2}\right)$ и $B = 2\operatorname{ctg}^2\psi -$ $- \frac{ika}{\pi}\left((\frac{\operatorname{ctg}\psi}{kr})^2 - 1\right)$.

В случае H-поляризации результаты будут следующими:

$$R_x = \left(-\frac{i\pi kr^2}{4Ca} - \frac{1}{D - (kr)^2}\right)\operatorname{ctg}^2\psi,$$

$$R_y = 0, T_x = 1 + \left(\frac{i\pi kr^2}{4Ca} - \frac{1}{D - (kr)^2}\right)\operatorname{ctg}^2\psi, T_y = 0,$$

где

$$C = \ln\frac{2a}{\pi r} + \frac{\operatorname{ctg}^2\psi}{2} \text{ и } D = 2(kr)^2 - \frac{ika}{\pi}\left((\frac{\operatorname{ctg}\psi}{kr})^2 - 1\right). \tag{3}$$

2. Перейдем к рассмотрению решетки из одинаковых спиралей. Будем искать решение вне спирали как сумму полей магнитных и электрических токов, направленных вдоль оси спирали, а также магнитных и электрических диполей, распределенных вдоль оси спирали и направленных по оси X. Нетрудно убедиться, что в этом случае для обеих поляризаций задача эквивалентна задаче о рассеянии на спирали в волноводе с граничными условиями на стенках: $H_\tau = 0$ при $x = 0$ и $x = a$ для полей магнитных диполей и электрических токов, текущих вдоль оси спирали; $E_\tau = 0$ при $x = 0$ и $x = a$ для полей электрических диполей и магнитных токов, текущих вдоль оси спирали, где H_τ и E_τ — тангенциальные составляющие магнитного и электрического полей (данные граничные условия соответствуют параллельному переносу картины поля вдоль оси X на один волновод). Далее используя ту же методику, что и в задаче о рассеянии на решетке с переменным знаком угла намотки, получаем в случае E-поляризации

$$R_x = ikr\left(\frac{1}{2A} + \frac{1}{D}\right)\operatorname{ctg}\psi, \quad R_y = -\frac{1}{A} + \frac{(kr)^2}{B},$$

$$T_x = ikr\left(\frac{-1}{2A} + \frac{1}{D}\right)\operatorname{ctg}\psi, \quad T_y = 1 - \frac{1}{A} - \frac{(kr)^2}{B}. \tag{4}$$

В случае H-поляризации

$$R_x = \left(\frac{(kr)^2}{4A} - \frac{1}{D}\right)\operatorname{ctg}^2\psi, \qquad T_x = 1 - \left(\frac{(kr)^2}{4A} + \frac{1}{D}\right)\operatorname{ctg}^2\psi,$$

$$R_y = ikr\left(\frac{1}{2A} + \frac{1}{B}\right)\operatorname{ctg}\psi, \qquad T_y = ikr\left(\frac{1}{A} - \frac{1}{B}\right)\operatorname{ctg}\psi. \quad (5)$$

3. Анализ полученных результатов показывает, что электродинамические свойства решеток из спиралей плавно меняются при изменении угла намотки от $\psi = 0$ (решетка из металлических колец) до $\psi = \pi/2$ (решетка из металлических стержней), исключая углы, близкие к $\psi = \pm\operatorname{arcctg}(kr)$. При этом через решетку из спиралей с чередующимся знаком угла намотки, в отличие от решетки из стержней, полностью проходит E-поляризованная волна, а H-поляризованная — полностью отражается. При тех же значениях угла ψ в решетке из одинаковых спиралей волна с круговой поляризацией и тем же направлением вращения, что у спирали, полностью проходит через решетку, а с противоположным — полностью отражается в виде волны с тем же направлением вращения поляризации, что и падающая. При падении линейной поляризации на эту решетку, в отличие от решетки из стержней и из спиралей с чередующимся знаком угла намотки, деполяризация происходит при любой ориентации поляризации падающего поля.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить Б.З. Каценеленбаума, Л.И. Пангониса, А.Н. Сивова и А.Д. Шатрова за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] *Нефедов Е.И., Сивов А.Н.* Электродинамика периодических структур. М., 1977. 209 с.
[2] *Левин Л.* Современная теория волноводов. М., 1954. 216 с.

Институт радиотехники
и электроники
Москва

Поступило в Редакцию
11 августа 1994 г.