

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ВОЛНОВОДОВ С МНОГОСЛОЙНЫМ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ

Прилуцкий А.А.
ОАО «НПК НИИДАР», E-mail: pril_59@mail.ru

Предложено решение задачи излучения антенной решетки, состоящей из периодической системы волноводов с многослойными в поперечном сечении магнитоэлектрическими вставками. Приведено решение внутренней и внешней задачи для Н-волн. При решении внутренней задачи определены собственные типы волн волноводов при многослойном магнитоэлектрическом заполнении в поперечном сечении для граничных условий $E_{\tau} = 0$ на боковых стенках волновода. На стыке двух магнитоэлектрических вставок с различным многослойным заполнением в поперечном сечении выполняется условие непрерывности для тангенциальных компонент полного электромагнитного поля. Неизвестные коэффициенты разложения поля внутри волновода и поле в раскрыве волновода определяются из совместного решения системы уравнений, полученных проецированием уравнений для граничных условий стыка на систему собственных функций полубесконечной регулярной в продольном сечении части волновода и интегрального уравнения относительно электрического поля в раскрыве волновода, при условии возбуждения системы волноводов нижним типом волны с прогрессивным набегом фазы. Получены интегральные характеристики излучения антенной решетки - коэффициент отражения для низшего типа волны при сканировании и парциальная ДН. Приведены результаты численного моделирования на ЭВМ.

Введение

При согласовании АР из волноводов при сканировании в рабочей полосе частот с помощью диэлектрических вставок внутри волноводов могут быть получены оптимальные значения относительной диэлектрической проницаемости вставки, отличные от существующих диэлектрических материалов. В этом случае целесообразно использовать слоистое заполнение волновода в поперечном сечении. При этом можно подобрать такую структуру вставки из доступных диэлектриков, что обеспечит характеристики излучения близкие к характеристикам АР из полностью заполненных диэлектриком волноводов. Кроме того, слоистое заполнение поперечного сечения волновода позволяет изменять распределение поля в апертуре волновода, что должно отражаться на поведении взаимных связей между излучателями а, следовательно, и на характеристиках АР при сканировании.

В литературе [1,2] хорошо изучены свойства прямоугольных волноводов с частичным заполнением, однако в литературе недостаточно представлены характеристики сканирующих АР состоящих из таких волноводов.

Постановка и решение задачи

Рассмотрим задачу излучения Н-волн из периодической системы плоскопараллельных волноводов, имеющих слоистое заполнение в поперечном сечении. Геометрия одиночного волновода в ячейке Флоке приведена на рис.1.

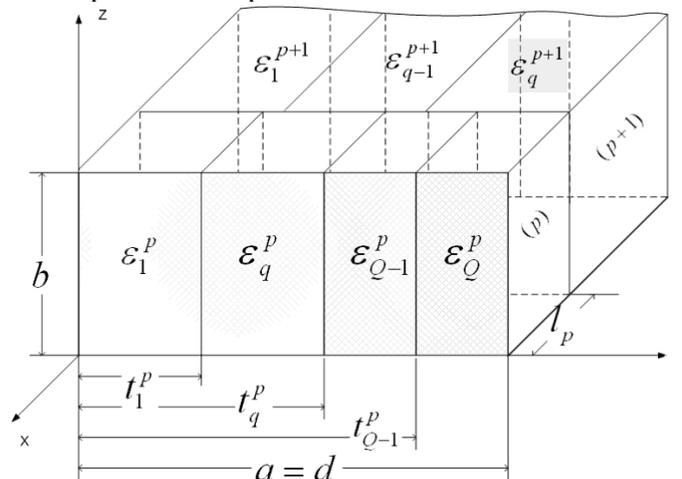


Рис.1 Ячейка Флоке

При $y = 0, y = a$ выполняются граничные условия (ГУ) - $E_{\tau} = 0$.

Компоненты поля в каждом из слоев внутри волновода имеют следующий вид:

$$\begin{cases} E^{(q)}_z = ik_q Z_q \frac{\partial \Pi_x^{\mu(q)}(x, y)}{\partial y}; \\ H^{(q)}_y = \frac{\partial^2 \Pi_x^{\mu(q)}(x, y)}{\partial x \partial y}; \\ H^{(q)}_x = \left(k_i^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Pi_x^{\mu(q)}(x, y). \end{cases} \quad (1)$$

В (1) $\Pi_x^{\mu}(x, y)$ - магнитный вектор Герца, $k_q = k_0 \sqrt{\mu_q \varepsilon_q}$.
 Магнитный вектор Герца в общем виде имеет вид для q-ой области:

$$\Pi_x^{\mu(q)}(x, y) = \left(a^{(q)} e^{-i\gamma^{(q)}y} + b^{(q)} e^{i\gamma^{(q)}y} \right) e^{-i\alpha x}; \quad (2)$$

α - постоянная распространения вдоль волновода (ось x).

$$\gamma^{(q)2} + \alpha^2 = k_0^2 \mu_q \varepsilon_q;$$

μ_q, ε_q - относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости q-ой области.

После подстановки выражения для вектора Герца в (1) получаем выражения для компонент электромагнитного поля в q-ой области.

Определим связь между прямой и обратной волной в первой области в сечении $y = 0$ и соответствующими волнами в Q-ой области в сечении $y = a$ с помощью волновых матриц передачи:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_z^{(1)} \\ \vec{E}_z^{(1)} \end{bmatrix} = [t^\mu] \begin{bmatrix} \vec{E}_z^{(Q)} \\ \vec{E}_z^{(Q)} \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} \vec{H}_x^{(1)} \\ \vec{H}_x^{(1)} \end{bmatrix} = [t^\mu] \begin{bmatrix} \vec{H}_x^{(Q)} \\ \vec{H}_x^{(Q)} \end{bmatrix}; \quad (3)$$

где:

$$[t^\mu] = \prod_{q=1}^Q [t]_q [t^\mu]_q,$$

$$[t^\mu]_q = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\gamma^{(q-1)} Z_q}{\gamma^{(q)} Z_{q-1}} \right) & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\gamma^{(q-1)} Z_q}{\gamma^{(q)} Z_{q-1}} \right) \\ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\gamma^{(q-1)} Z_q}{\gamma^{(q)} Z_{q-1}} \right) & \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\gamma^{(q-1)} Z_q}{\gamma^{(q)} Z_{q-1}} \right) \end{bmatrix},$$

$$[t]_q = \begin{bmatrix} e^{i\gamma^{(q-1)} \Delta_{q-1}} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & e^{-i\gamma^{(q-1)} \Delta_{q-1}} \end{bmatrix}, \quad \Delta_{q-1} = t_q - t_{q-1}.$$

Используя ГУ при $y = 0$, $y = a$ и соотношение (3), получим:

$$a^{(Q)} = \frac{t_{11}^\mu - t_{21}^\mu}{t_{12}^\mu - t_{22}^\mu} b^{(Q)}.$$

Условие нетривиального решения является соотношением:

$$\frac{t_{11}^\mu - t_{21}^\mu}{t_{12}^\mu - t_{22}^\mu} = 0 \quad (4)$$

Таким образом, соотношение (4) является дисперсионным уравнением. Корнями этого трансцендентного уравнения являются числа α_{0j} , являющиеся постоянными распространения собственных волн в многослойной структуре. Коэффициенты разложения полей $a^{(q)}$, $b^{(q)}$ в областях находим из совместного решения уравнений непрерывности тангенциальных компонент

электромагнитного поля на границах раздела диэлектрических слоев через коэффициент в первой области $\alpha^{(1)} = 1$.

Таким образом, зная α_{0j} и коэффициенты мы полностью определим собственные волны волновода со слоистым магнитоэлектрическим заполнением в поперечном сечении.

На границе $x = -l_p$ выполняется условие непрерывности для тангенциальных компонент полного поля. Полное поле это суперпозиция всех распространяющихся и затухающих типов волн в многослойной области (p) и (p+1).

$$\sum_j \{ \bar{c}_j^{(p)} \bar{E}_z^{(p)}(\alpha_{0j}) + \bar{c}_j^{(p)} \bar{E}_z^{(p)}(\alpha_{0j}) \} - \sum_j \bar{c}_j^{(p+1)} \bar{E}_z^{(p+1)}(\alpha_{0j}) = \bar{c}_1^{(p+1)} \bar{E}_z^{(p+1)}(\alpha_{01}) \quad (5)$$

$$\sum_j \{ \bar{c}_j^{(p)} \bar{H}_y^{(p)}(\alpha_{0j}) + \bar{c}_j^{(p)} \bar{H}_y^{(p)}(\alpha_{0j}) \} - \sum_j \bar{c}_j^{(p+1)} \bar{H}_y^{(p+1)}(\alpha_{0j}) = \bar{c}_1^{(p+1)} \bar{H}_y^{(p+1)}(\alpha_{01}) \quad (6)$$

В правую часть уравнений (5,6) вынесены члены, описывающие падающую волну низшего типа. Коэффициент отражения для низшего типа волны:

$$R_0 = \frac{\bar{c}_1^{(p+1)}}{\bar{c}_1^{(p+1)}}.$$

Представим электрическое поле в апертуре ($x_1 = 0$) в виде разложения в ряд Фурье по собственным ортонормированным функциям волновода со слоистым заполнением:

$$e_z(y) = \sum_j \tilde{e}_j \bar{E}_z(\alpha_{0j}) \quad (7)$$

где

$$\tilde{e}_j = \frac{1}{\|\bar{E}_z(\alpha_{0j})\|} \int_0^a e_z(y) \bar{E}_z(\alpha_{0j})^* dy$$

Тогда в сечении $x_1 = 0$ можно записать уравнение:

$$\sum_j \tilde{e}_j \bar{E}_z(\alpha_{0j}) = \sum_j \{ \bar{c}_j^{(p)} \bar{E}_z^{(p)}(\alpha_{0j}) + \bar{c}_j^{(p)} \bar{E}_z^{(p)}(\alpha_{0j}) \} \quad (8)$$

Проецируем уравнения (5), (6), (8) на собственные функции p-ой области. Получим СЛАУ относительно коэффициентов $\bar{c}_j^{(p)}, \bar{c}_j^{(p)}, \bar{c}_j^{(p+1)}$. Из решения СЛАУ получим связь этих коэффициентов с полем в торце волновода.

Для вычисления поля в торце волновода воспользуемся условием непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля при переходе через апертуру:

$$H_y^{(i)} - H_y^{(e)} = 0 \quad (9)$$

Поле $H_y^{(i)}$ определяется (6) после подстановки в него коэффициентов $\bar{c}_j^{(p)}, \bar{c}_j^{(p)}, \bar{c}_j^{(p+1)}$. $H_y^{(e)}$ - поле в свободном пространстве над АР [3]:

$$\begin{cases} E_z^{(e)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{e}_m^{(e)} \varphi_m(y) e^{-ik\alpha_m^{(e)}x} \\ H_y^{(e)} = \frac{1}{Z_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{e}_m^{(e)} \alpha_m^{(e)} \varphi_m(y) e^{-ik\alpha_m^{(e)}x} \end{cases}$$

где: $\varphi_m(y) = e^{-ik_v m y}$, $v_m = \sin \theta + \frac{m\lambda}{d}$, $Im(\alpha_m^{(\epsilon)}) \leq 0$; $\alpha_m^{(\epsilon)2} + v_m^2 = 1$,
 $\epsilon_m^{(\epsilon)} = \frac{1}{d}(e_z(y), \varphi_m^*(y))$

Таким образом, поле в свободном пространстве и поле в волноводе полностью определяется полем в апертуре волновода. Подставим найденные поля в уравнение (10) и после соответствующих преобразований сведем задачу к решению интегрального уравнения относительно неизвестного поля в апертуре:

Где: $K^{(0)}(y, y')$, $K^{(\epsilon)}(y, y')$ - ядра ИУ, - коэффициент определяется возбуждением волновода.

$$K^{(\epsilon)}(y, y') = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \alpha_m^{(\epsilon)} \varphi_m(y) \varphi_m^*(y')$$

Ядро $K^{(0)}(y, y')$ имеет сложный вид и в этой статье его вид не приводится.

ИУ (11) решим, используя метод Галеркина. В качестве базисных функций в методе выберем собственные функции волновода со слоистым заполнением. Эти функции образуют полную ортонормированную систему и обеспечивают быструю сходимость и устойчивость решения ИУ. ИУ преобразуется в СЛАУ. Решением СЛАУ являются коэффициенты разложения поля в апертуре по выбранной системе базисных функций.

Результаты моделирования

В качестве условия эквивалентности полностью заполненного волновода волноводу с частичным заполнением в поперечном сечении рассмотрим условие равенства характеристических сопротивлений волнопроводов (постоянных распространения) низшего типа волны.

Выражение для α_{01} - эффективной относительной диэлектрической проницаемости заполнения волновода имеет вид:

$$(12)$$

Где α_{01} - постоянная распространения низшего типа Н-волны в частично заполненном волноводе.

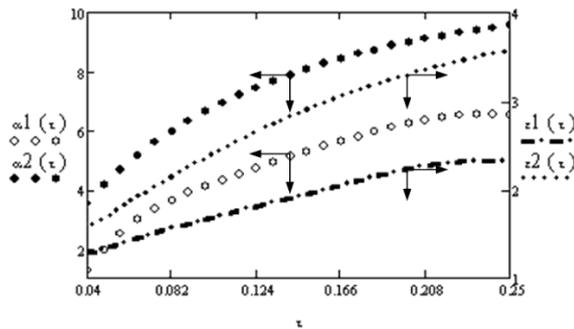


Рис. 2 Зависимость постоянной распространения и эффективной диэлектрической проницаемости от геометрических параметров диэлектрической вставки в волноводе: $\alpha_1, \epsilon_1 - \epsilon=2,5$; $\alpha_2, \epsilon_2 - \epsilon=3,9$, $a=0,45\lambda$.

На рис.2 представлена зависимость постоянной распространения и эффективной ϵ от геометрических параметров диэлектрической вставки в волноводе (ширины вставки τ).

На рис. 3 приведены результаты моделирования коэффициента отражения АР из волнопроводов полностью заполненных диэлектриком. Шаг АР меньше $\lambda/2$. Оптимальная диэлектрическая проницаемость заполнения равна 1,65.

Относительной диэлектрической проницаемости 1,65 соответствуют следующие параметры вставки в частично заполненном волноводе: $\epsilon = 2,0$, $\tau = 0,155\lambda$. На рис.4 представлены результаты моделирования для этого варианта АР. Минимальное значение коэффициента отражения - 0,35 при излучении по нормали. Для полностью заполненного волновода это значение - 0,3. Однако характер кривых различен. Кривая коэффициента отражения для АР из частично заполненных волнопроводов в секторе углов $\pm 30^\circ$ практически постоянна. Такой характер кривой определяется распределением поля в апертуре волноводного излучателя в составе АР. На рис.5

представлено типичное распределение поля в апертуре излучателя АР с диэлектрической вставкой с $\epsilon = 2,0$ и $\tau = 0,155\lambda$.

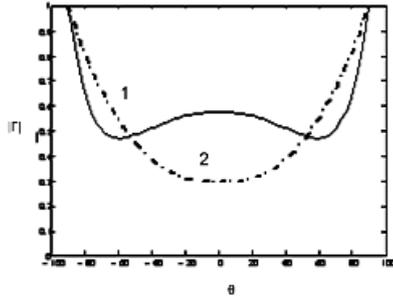


Рис.3 Коэффициент отражения АР из полностью заполненных диэлектриком волноводов: $a=0,45\lambda$, $d=0,49\lambda$, 1- $\epsilon=1,3$; 2- $\epsilon=1,65$

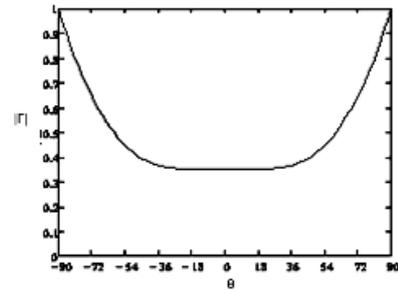
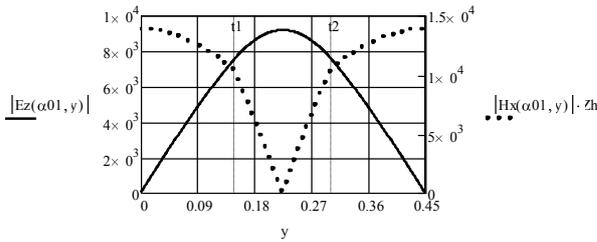
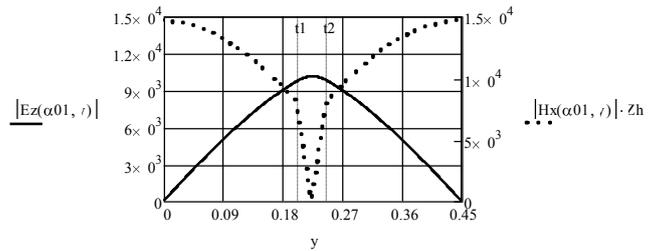


Рис.4 Коэффициент отражения АР из частично заполненных диэлектриком волноводов $a = 0,45\lambda, d = 0,49\lambda$, $\epsilon = 2,0$, толщина вставки $\tau = 0,155\lambda$



а) $\epsilon = 2,0$ и $\tau = 0,155\lambda$;



б)

Рис. 5 Распределение электромагнитного поля в апертуре волновода

Из рис.5 видно, что распределение поля отличается от синусоидального. Различие тем больше, чем диэлектрическая проницаемость выше и ширина вставки меньше. Для приведенных примеров эффективная диэлектрическая проницаемость равна 1,65. Кривые модуля коэффициента отражения практически не отличаются для этих вставок. Ширина диэлектрической вставки много меньше длины волны, значительная часть мощности сконцентрирована внутри вставки, а следовательно при сканировании это стабилизирует распределение поля в апертуре волновода, что позволяет избежать резонансов высших типов.

Литература

1. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М., «Советское радио», 1967.- 215с.
2. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: ИИЛ, 1954. 215с.
3. Евстропов Г.А., Прилуцкий А.А. Излучение волноводной антенной решетки с пассивными компенсационными проводниками в случае Н-поляризации. – Изв. вузов, «Радиофизика», 1989г., №2.с.38.