

С.В. МАРЧЕНКО, В.М.МОРОЗОВ, канд. физ.-мат. наук,
А.М. СЪЯНОВ, д-р техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАР С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ И СОГЛАСУЮЩЕЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Введение

Существуют различные методы согласования ФАР: применение диэлектрических вставок и слоев, диафрагм [1], индуктивных штырей, импедансных фланцев [2] и т.д. В данной работе рассматривается согласование за счет применения согласующей периодической структуры (СПС) совместно с диэлектрическими слоями и вставками.

Постановка задачи

На рис.1 представлена единичная ячейка бесконечной линейной волноводной ФАР, расположенная в начале координат. Рассматривается случай сканирования в Н-плоскости. Согласующая периодическая структура имеет те же размеры поперечного сечения, что и основная решетка.

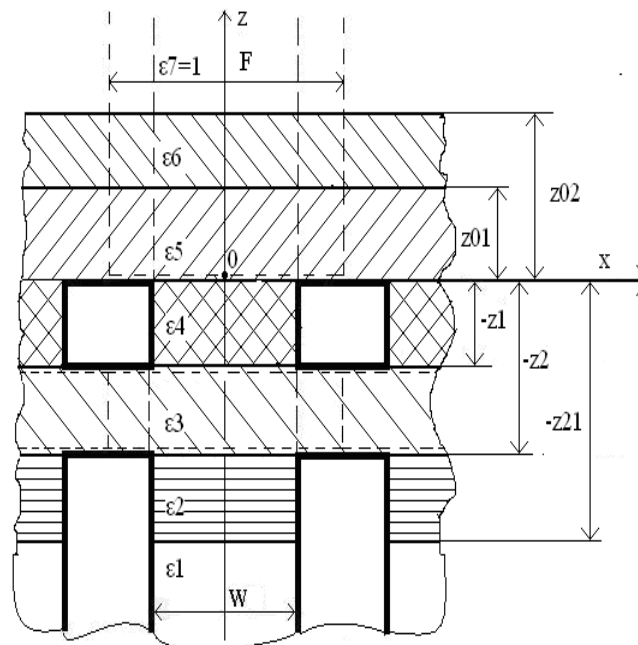


Рис.1. Единичная ячейка ФАР с согласующим устройством и диэлектрическим заполнением

Вся область определения электромагнитного поля разбита на две частичные и одну пронизывающую область:

I (пронизывающая область) – регулярный волновод, продлённый в бесконечность с диэлектрическим заполнением (ϵ_1 - ϵ_7):

$$-\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}; \quad -\infty < z < +\infty$$

II (частичная область) – “канал Флоке” конечной длины, заполненный диэлектриком (ϵ_3):

$$-\frac{F}{2} \leq x \leq \frac{F}{2}; \quad -z_2 \leq z \leq -z_1.$$

III (частичная область) – полубесконечный “канал Флоке”, заполненный диэлектриками (ϵ_5 - ϵ_7):

$$\frac{-F}{2} \leq x \leq \frac{F}{2}; \quad 0 \leq z < +\infty.$$

Решение задачи

На основании подхода, изложенного в [3], получим интегральное представление для определения полного поля пронизывающей области. Учет диэлектрического заполнения в функции Грина при её построении и в стороннем источнике поля описан в работе [4]. В записанном ниже интегральном представлении учтено равенство полей принадлежащих различным областям на соответствующих границах:

$$\begin{aligned}
 E_y^{I(n)}(x, z) = & E_{y_{exc}}^{I(n)}(x, z) + \\
 & + \int_{-z_2}^{-z_1} \left\{ E_y^{II(3)}(x', z') \frac{\partial G_3^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} - E_y^{III(3)}(x', z') \frac{\partial G_3^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} \right\} dz' + \\
 & + \int_0^{z_{01}} \left\{ E_y^{III(5)}(x', z') \frac{\partial G_5^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} - E_y^{III(5)}(x', z') \frac{\partial G_5^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} \right\} dz' + \\
 & + \int_{z_{01}}^{z_{02}} \left\{ E_y^{III(6)}(x', z') \frac{\partial G_6^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} - E_y^{III(6)}(x', z') \frac{\partial G_6^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} \right\} dz' + \\
 & + \int_{z_{02}}^{+\infty} \left\{ E_y^{III(7)}(x', z') \frac{\partial G_7^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} - E_y^{III(7)}(x', z') \frac{\partial G_7^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} \right\} dz' \quad (1)
 \end{aligned}$$

$$x \in \left[-\frac{W}{2}, \frac{W}{2} \right]; \quad x' = \pm \frac{W}{2}; \quad z' \in [-z_1, z_2] \cup [0, z_{01}] \cup [z_{01}, z_{02}] \cup [z_{02}, +\infty)$$

где $E_y^{I(n)}(x, z)$ – тангенциальная компонента напряженности электрического поля пронизывающей области n-подобласти ($n=1 \div 7$); $E_{y_{exc}}^{I(n)}(x, z)$ – тоже для стороннего источника; $E_y^{II(3)}(x, z)$ – тангенциальная компонента напряженности электрического поля II области ($n=3$); $E_y^{III(5)}(x, z), E_y^{III(6)}(x, z), E_y^{III(7)}(x, z)$ – тангенциальная компонента напряженности электрического поля II области n-подобласти ($n=5 \div 7$); $G_n^I(x, z; x', z')$ – функция Грина бесконечного волновода с плоскостойким диэлектрическим заполнением ($n=1 \div 7$).

Продольные компоненты определяются с учетом месторасположения точек источников поля и наблюдения в интегральном представлении и свойств симметрии функции Грина:

$$f_{MWG}^{[n]}(z, z') = \begin{cases} kIr \cdot e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z21)}, & z \in (-\infty; -z21], \quad n=1, \quad z \in (-\infty; -z21] \\ kIII t \cdot e^{-CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z2)} + kIII r \cdot e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z2)} + \\ e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z21)} \\ \frac{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}}{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}}, & z' \in [-z21; -z2] \quad n=2, \quad z \in [-z21; -z2] \\ kIIIt \cdot e^{-CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z1)} + kIIIr \cdot e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z1)} + \\ e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z21)} \\ \frac{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}}{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}}, & z' \in [-z2; -z1] \quad n=3, \quad z \in [-z2; -z1] \\ kIVt \cdot e^{-CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}z} + kIVr \cdot e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}z} + \\ e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z21)} \\ \frac{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}}{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}}, & z' \in [-z1; 0] \quad n=4, \quad z \in [-z1; 0] \\ kVt \cdot e^{-CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z01)} + kVr \cdot e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z01)} & z \in [0; z01] \quad n=5 \\ kVI t \cdot e^{-CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z02)} + kVI r \cdot e^{CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z02)} & z \in [z01; z02] \quad n=6 \\ kVII t \cdot e^{-CJ \cdot CWL_{MWG}^{[n]}(z+z02)} & z \in [z02; +\infty) \quad n=7 \end{cases}$$

"Сшивая" выражения для продольных компонент и их производных на границах раздела $z=-zI; 0; zII$, находим функцию Грина первой области.

Фиксируя точки наблюдения в интегральном представлении при $z=-z2; -z1; 0$ и учитывая равенство тангенциальных компонент векторов напряженностей областей на этих границах, получим систему интегральных уравнений для полей II и III областей. Напряженности электрического поля II и III областей представлены в виде рядов Фурье:

$$E_y^{II(3)}(x, z) = \sum_{mf=-\infty}^{\infty} \left(T3_{mf} e^{-CJ \cdot \gamma3_{mf} \cdot (z+z1)} + R3_{mf} e^{CJ \cdot \gamma3_{mf} \cdot (z+z1)} \right) \cdot FD_{mf}(x) \quad ,$$

$$E_y^{III(5)}(x, z) = \sum_{mf=-\infty}^{\infty} \left(T5_{mf} e^{-CJ \cdot \gamma5_{mf} \cdot (z-z01)} + R5_{mf} e^{CJ \cdot \gamma5_{mf} \cdot (z-z01)} \right) \cdot FD_{mf}(x) \quad ,$$

$$E_y^{III(6)}(x, z) = \sum_{mf=-\infty}^{\infty} \left(T6_{mf} e^{-CJ \cdot \gamma6_{mf} \cdot (z-z02)} + R6_{mf} e^{CJ \cdot \gamma6_{mf} \cdot (z-z02)} \right) \cdot FD_{mf}(x) \quad ,$$

$$E_y^{III(7)}(x, z) = \sum_{mf=-\infty}^{\infty} T7_{mf} e^{-CJ \cdot \gamma7_{mf} \cdot (z-z02)} \cdot FD_{mf}(x) \quad ,$$

где $T3_{mf}$ и $R3_{mf}$ – неизвестные комплексные амплитудные коэффициенты прошедшего и отраженного полей в “канале Флоке” конечной длины, $T5_{mf}, T6_{mf}$ и $R5_{mf}, R6_{mf}$ – неизвестные комплексные амплитудные коэффициенты прошедшего и отраженного поля в диэлектрических слоях “канала Флоке”; $T7_{mf}$ – неизвестные комплексные амплитудные коэффициенты внешнего пространства, $FD_{mf}(x)$ – ортонормированные поперечные собственные

функции “канала Флоке”, γ_{mf}^3 – продольные коэффициенты распространения волны в “канале Флоке” конечной длины, $\gamma_{mf}^5, \gamma_{mf}^6$ и γ_{mf}^7 – в диэлектрических слоях “канала Флоке” (внешнего пространства).

После уменьшения количества неизвестных комплексных амплитудных коэффициентов (выражая $E_y^{III(5)}(x, z), E_y^{III(6)}(x, z)$ через $E_y^{III(7)}(x, z)$, как показано в [6]) и применения процедуры Галеркина была получена СЛАУ относительно $T3_{mf}, R3_{mf}, T7_{mf}$ которая была решена методом редукции. После определения указанных коэффициентов, а также компонент возбуждающего поля и сшивания полей областей I и II при $z=-z2$ было найдено поле отраженных волн.

Результаты работы

На рис. 2 – 6 представлены зависимости модуля коэффициента отражения для волны H_{10} для различных поперечных размеров ФАР с СПС и диэлектрическим заполнением.

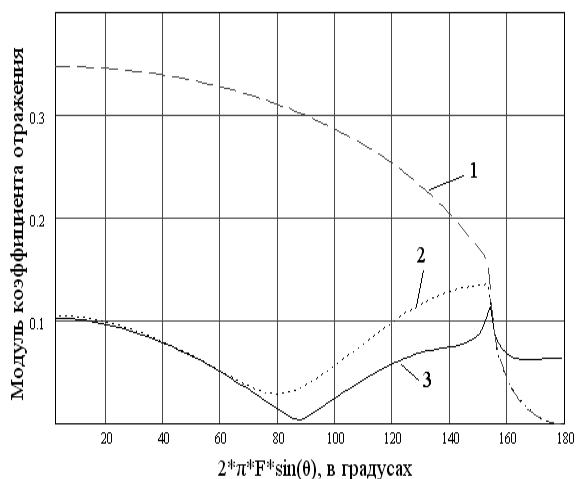


Рис.2. $WX=0.5714\lambda, PX=0.5714\lambda$: 1 – $z1=0, z2=0$; 2 – $z1=0.05\lambda; z2=0.25\lambda$; 3 – $z1=0.05\lambda; z2=0.25\lambda; z01=0.05\lambda, \epsilon_5=1.2$

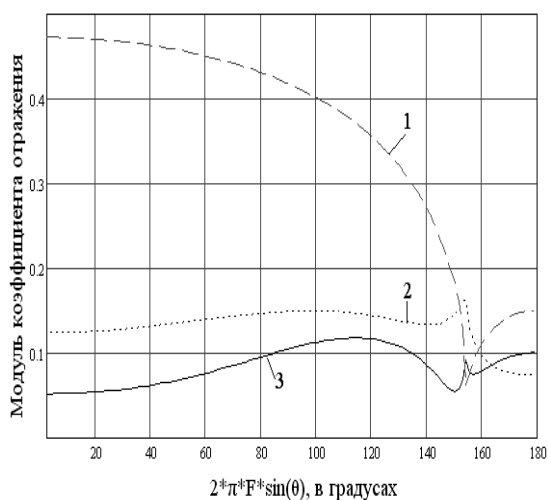


Рис.3. $WX=0.5714*0.937\lambda; PX=0.5714\lambda$: 1 – $z1=0, z2=0$; 2 – $z1=0.1\lambda; z2=0.45\lambda; z21 = 0.55\lambda; \epsilon_3=1.2$; 3 – $z1=0.45\lambda; z2=0.6\lambda$

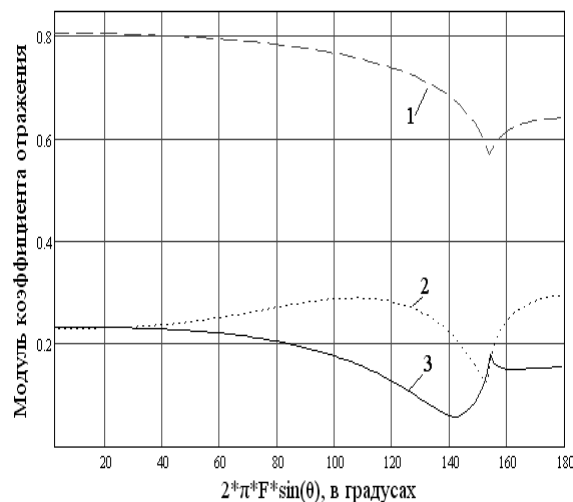


Рис.4. $WX=0.5714*0.88\lambda; PX=0.5714\lambda$: 1 – $z1=0, z2=0$; 2 – $z1=0.45\lambda; z2=0.6\lambda$; 3 – $z1=0.1\lambda; z2=0.45\lambda; z21=0.55\lambda; \epsilon_3=1.2$

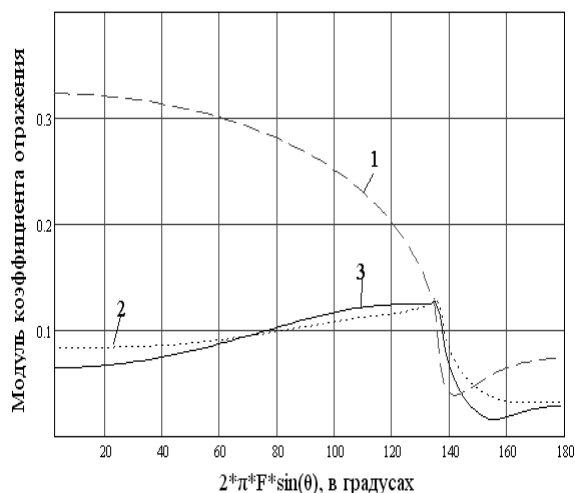


Рис.5. $WX=0.937*0.6205\lambda$, $PX=0.6205\lambda$:
 1 – $z1=0$, $z2=0$; 2 – $z1=0.05\lambda$; $z2=0.25\lambda$;
 3 – $z1=0.5\lambda$; $z7=0.3\lambda$; $\epsilon_4=1.7$

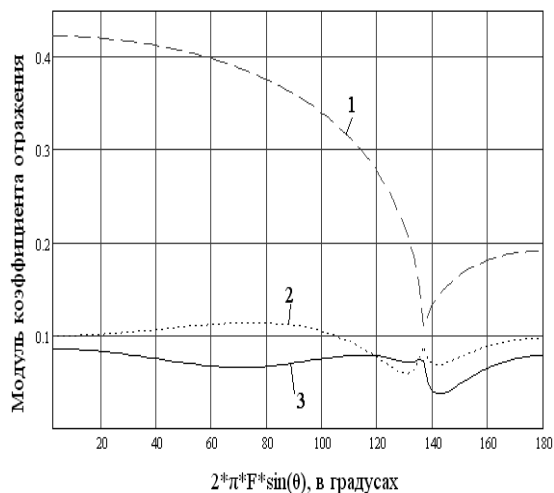


Рис.6. $WX=0.88*0.6205\lambda$, $PX=0.5714\lambda$:
 1 – $z1=0$, $z2=0$; 2 – $z1=0.05\lambda$; $z2=0.25\lambda$;
 3 – $z1=0.6\lambda$; $z2=0.85\lambda$; $\epsilon_4=1.4$

Для случая ФАР с бесконечными тонкими стенками волноводов: $W=F=0.5714$ СПС с диэлектрическим заполнением ($z1=0.05\lambda$; $z2=0.25\lambda$; $z01=0.05\lambda$, $\epsilon_5=1.2$) дает незначительное улучшение согласования по сравнению с СПС без диэлектрического заполнения ($z1=0.05\lambda$; $z2=0.25\lambda$), соотношение модулей коэффициентов отражения 0.12/0.14.

Для ФАР с поперечными размерами $F=0.5714\lambda$ и $W=0.937F$ СПС с диэлектрическим заполнением ($z1=0.1\lambda$; $z2=0.45\lambda$; $z21=0.55\lambda$) не дает уменьшения модуля коэффициента отражения в сравнении с СПС без заполнения ($z1=0.45\lambda$; $z2=0.6\lambda$). При $F=0.6205\lambda$ и $W=0.937F$ (рис.5), как видно из кривых зависимости модуля коэффициента отражения для СПС с ($z1=0.5\lambda$; $z7=0.3\lambda$; $\epsilon_4=1.7$) /без диэлектрического заполнения ($z1=0.05\lambda$; $z2=0.25\lambda$) различие между ними мало.

Для случая ФАР: $F=0.5714\lambda$ и $W=0.88F$ (рис.4) СПС с диэлектрическим заполнением ($z1=0.1\lambda$; $z2=0.45\lambda$; $z21=0.55\lambda$; $\epsilon_3=1.2$) обеспечивает лучшее согласование нежели без заполнения ($z1=0.45\lambda$; $z2=0.6\lambda$), соотношение модулей коэффициентов отражения (с диэлектриком /без диэлектрика) 0.235/0.31. Для $F=0.6205\lambda$ и $W=0.88F$ (рис.6) СПС с заполнением ($z1=0.6\lambda$; $z2=0.85\lambda$; $\epsilon_4=1.4$) и без него ($z1=0.05\lambda$; $z2=0.25\lambda$), соотношение модулей коэффициентов отражения 0.085/0.115.

Выводы

Численное исследование согласования ФАР с внешним пространством за счет применения согласующей структуры показало, что с увеличением толщины СПС её использование становится более заметным. Применение диэлектрических заполнений в СПС целесообразно применять внутри структуры, поскольку слои покрытия не вносят существенный вклад в уменьшение коэффициента отражения. Уменьшение модуля коэффициента отражения при использовании СПС и диэлектрического заполнения в сравнении с СПС без заполнения составляет 25 – 35%.

Список литературы: 1. Амтей, Р., Галиндо, В., Ву, Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток (пер с англ.) – М.: Мир, 1974. – 455 с. 2. Гостюхин, В.Л., Гринева, К.И., Трусков, В.Н. Вопросы проектирования активных ФАР с использованием ЭВМ / под ред. В.Л. Гостюхина. – М.: Радио и связь, 1983. – 248 с. 3. Морозов, В.М., Магро, В.И., Марченко, С.В. Применение метода интегрального уравнения для решения трехмерных дифракционных задач // Электродинамика и физика СВЧ. – 2006. – С. 56–61. 4. Марченко, С.В., Морозов, В.М., Съянов, А.М. Электродинамический расчет волноводных ФАР с магнитоэлектрическим заполнением методом пронизывающей области // Радиотехника. – 2011. – №167. – С.4-9.

Днепропетровский государственный
 технический университет

Поступила в редколлегию 10.09.2012