

ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

УДК 621.372.413

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КЛИНЕ, РАСПОЛОЖЕННОМ МЕЖДУ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПЛОСКОСТЯМИ, МЕТОДОМ ЧАСТИЧНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Руда Н.А.; Прокопенко Ю.В., к.т.н. доцент;

Поплавко Ю.М., д.ф.-м.н. профессор

*Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт», г. Киев, Украина*

Успехи в развитии пьезоэлектрических актюаторов и микроэлектро-механических систем (МЭМС) вызвали интерес к разработке электромеханически перестраиваемых СВЧ устройств [1, 2]. Основное достоинство таких устройств состоит в низком уровне вносимых потерь и высокой добротности перестраиваемых устройств [3].

Электромеханически перестраиваемые устройства обычно создаются за счет перемещения диэлектрических или металлических частей относительно диэлектриков. Для того чтобы можно было использовать пьезоэлектрические актюаторы или МЭМС, необходимо, чтобы требуемые перемещения составляли не более десятков, сотен микрометров. Такой высокой чувствительности электродинамических характеристик к перемещению составных частей можно достичь только за счет правильной конфигурации диэлектрической неоднородности в виде воздушного зазора между частями устройства относительно электромагнитного поля. Изменение размеров диэлектрической неоднородности должно создавать сильные возмущения электромагнитного поля, что, в итоге, приводит к перестройке характеристик устройства. В данной работе демонстрируется применение такого принципа к простейшей перестраиваемой структуре в виде одномерной диэлектрической неоднородности и решение задачи дифракции на такой структуре.

Дисперсионные характеристики металлодиэлектрической неоднородности

Рассмотрим одномерную структуру с диэлектрической неоднородностью, состоящую из двух диэлектриков с относительными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , расположенными между двумя параллельными идеальными металлическими плоскостями (рис.1). В ней диэлектрические свойства среды изменяются только в направлении Oy .

Электромагнитное поле в рассматриваемой структуре может быть описано при помощи u -компонент электрического и магнитного векторов

Герца. Такое описание электромагнитного поля допускает независимые решения уравнений Максвелла отдельно для электрического и магнитного векторов Герца, и решения распадаются на LM- и LE-волны, описываемые соответственно электрическими и магнитными векторами Герца.

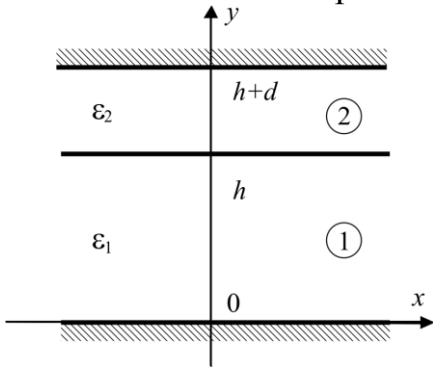


Рис.1. Металлодиэлектрическая неоднородность

Требование непрерывности тангенциальных составляющих электромагнитного поля LM-волны в плоскости $y=h$ приводит к дисперсионным уравнениям [4]:

$$\frac{\beta_{y1}^e}{\varepsilon_1} \operatorname{tg}(\beta_{y1}^e h) + \frac{\beta_{y2}^e}{\varepsilon_2} \operatorname{tg}(\beta_{y2}^e d) = 0, \quad (1)$$

$$(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)k^2 = \beta_{y1}^{e2} - \beta_{y2}^{e2},$$

где β_{y1}^e – поперечное волновое число в области 1 ($0 \leq y \leq h$), β_{y2}^e – поперечное волновое

число в области 2 ($h \leq y \leq h+d$), h – толщина диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ε_1 , d – толщина диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ε_2 , $k = \omega/c$ – постоянная распространения в вакууме, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме.

Как видно из уравнений (1), поперечные волновые числа зависят только от частоты, диэлектрической проницаемости и размеров областей 1 и 2. Нормированные первые корни уравнений (1) для случая воздушной области 2 ($\varepsilon_2=1$) при различных относительных диэлектрических проницаемостях области 1 показаны на рис.2,а.

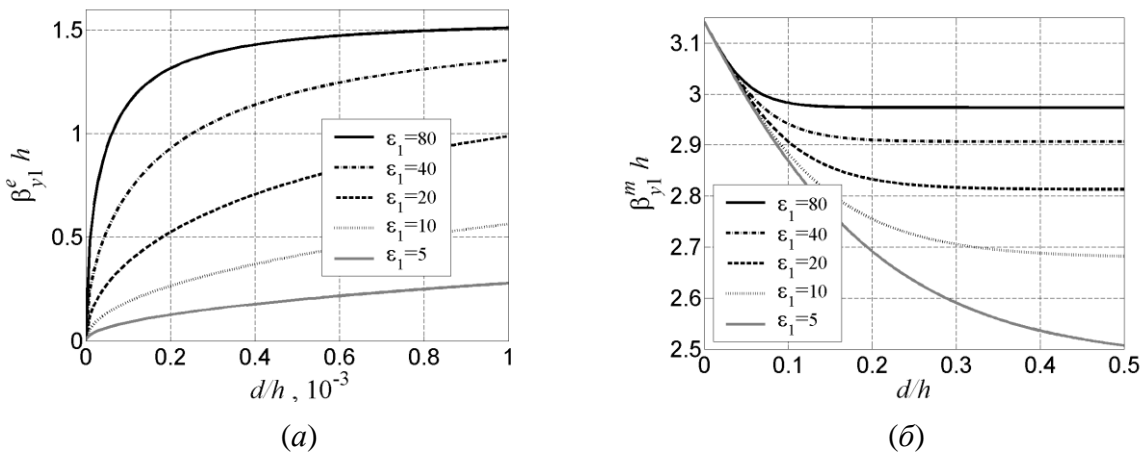


Рис.2. Зависимости нормированных поперечных волновых чисел низших LM- (а) и LE- (б) типов колебаний от нормированной толщины области 2 при различных значениях диэлектрической проницаемости области 1. $\varepsilon_2=1, kh=2$.

Как видно из рис. 2,а, в случае, когда область 2 является воздушной, поперечное волновое число LM-типа колебаний сильно зависит от расстояния от диэлектрика с проницаемостью ε_1 до металлической плоскости.

Изменение этого расстояния от нуля до всего нескольких сотых долей процентов от толщины диэлектрика приводит к существенному изменению поперечного волнового числа. Количественно эти изменения увеличиваются с ростом диэлектрической проницаемости области 1. Столь малые перемещения могут быть реализованы при помощи пьезоэлектрических актюаторов и МЭМС.

Поперечные волновые числа LE-волн связаны между собой следующими дисперсионными уравнениями [4]:

$$\begin{aligned} \beta_{y1}^m \operatorname{ctg}(\beta_{y1}^m h) + \beta_{y2}^m \operatorname{ctg}(\beta_{y2}^m d) &= 0, \\ (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) k^2 &= \beta_{y1}^{m2} - \beta_{y2}^{m2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где β_{y1}^e – поперечное волновое число в области 1, β_{y1}^e – поперечное волновое число в области 2.

Нормированные первые корни этих уравнений при различных относительных диэлектрических проницаемостях области 1 показаны на рис.2,б. Как видно из этого рисунка, для колебаний LE-типа количественны изменения поперечного волнового числа β_{y1}^m гораздо меньше, чем β_{y1}^e , и требуемые изменения размеров области 2 для достижения этих изменений соизмеримы с размером диэлектрика в области 1. Следовательно, характеристики LE-типов колебаний не могут электромеханически перестраиваться.

Отличительной особенностью LM-типов колебаний является присутствие электрической компоненты поля E_y , перпендикулярной плоскости диэлектрической неоднородности. Для колебаний же LE-типа компонента электрического поля E_y отсутствует. Следовательно, для эффективной перестройки электродинамических свойств диэлектрических структур необходимо создавать воздушную неоднородность перпендикулярно электрическому полю. Аналогично можно показать, что для магнитных материалов для эффективной перестройки необходимо наличие компоненты магнитного поля перпендикулярно воздушной неоднородности.

Моделирование электромеханически перестраиваемых устройств, например волноводно-диэлектрических фазовращателей [5], требует решение задачи дифракции на диэлектрическом клине. Решение этой задачи методом частичных областей рассматривается ниже.

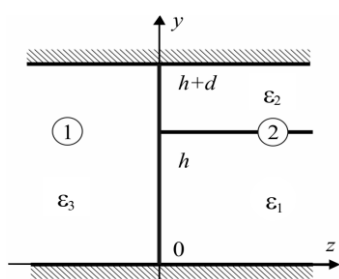


Рис.3.

Решение задачи дифракции

Пусть электромагнитная волна, распространяющаяся в среде с относительной диэлектрической проницаемостью ε_3 , падает на одномерную диэлектрическую неоднородность, расположенную в плоскости $z=0$ (рис.3).

Представим электромагнитное поле в области 1 в виде суммы падающих парциальных волн и отра-

женных собственных волн LM- и LE- типа, описываемых y -компонентами электрического и магнитного векторов Герца:

$$\Gamma_1^e = \sum_{i=0}^{n_{1e}} \Gamma_{1i}^{e+} + \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma_{1i}^{e-} = \sum_{i=0}^{n_{1e}} c_{1i}^e Y_{1i}^e(y) X^e(x) e^{-j\beta_{zi} z} + \sum_{i=0}^{\infty} a_{1i}^e Y_{1i}^e(y) X_i^e(x) e^{j\beta_{zi} z}, \quad (3)$$

$$\Gamma_1^{m+} = \sum_{i=1}^{n_{1m}} \Gamma_{1i}^{m+} + \sum_{i=1}^{\infty} \Gamma_{1i}^{m-} = \sum_{i=1}^{n_{1m}} c_{1i}^m Y_{1i}^m(y) X^m(x) e^{-j\beta_{zi} z} + \sum_{i=1}^{\infty} a_{1i}^m Y_{1i}^m(y) X_i^m(x) e^{j\beta_{zi} z}, \quad (4)$$

где $c_{1i}^{e(m)}$ — амплитуды парциальных волн, $a_{1i}^{e(m)}$ — амплитуды собственных

волн, $Y_{1i}^e(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{h+d}}, & i=0; \\ \sqrt{\frac{2}{h+d}} \cos(\beta_{y1i} y), & i \neq 0 \end{cases}$, $Y_{1i}^m(y) = \sqrt{\frac{2}{h+d}} \sin(\beta_{y1i} y)$ — i -е соб-

ственные функции области 1, $\beta_{y1i} = \frac{i\pi}{h+d}$ - поперечное волновое число в

области 1, $X^e(x)$, $X^m(x)$ - решения однородного уравнения Гельмгольца

$$\frac{d^2 X^{e(m)}(x)}{dx^2} + \beta_x^2 X^{e(m)}(x) = 0, \quad \text{удовлетворяющие условиям:}$$

$$\frac{dX^m(x)}{dx} = \mp \beta_x X^e(x), \quad \frac{dX^e(x)}{dx} = \pm \beta_x X^m(x); \quad \beta_x \text{ — постоянная,}$$

$\beta_{zi} = \sqrt{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^2 - \beta_x^2}$ — постоянная распространения i -го типа колебаний, n_{1e} — константа, определяющая количество падающих парциальных волн LM-типа, n_{1m} — количество падающих парциальных волн LE-типа.

Электромагнитное поле в области 2 представим в виде разложения по собственным функциям этой области:

$$\Gamma_2^e = \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i}^e \rho_{Y^e}(y) Y_{2i}^e(y) X^e(x) e^{-j\beta_{zi}^e z}, \quad (5)$$

$$\Gamma_2^m = \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i}^m \rho_{Y^m}(y) Y_{2i}^m(y) X^m(x) e^{-j\beta_{zi}^m z}, \quad (6)$$

где $a_{2i}^{e(m)}$ - амплитуды собственных волн в области 2,

$$\beta_{zi}^{e(m)} = \sqrt{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1i}^{e(m)2} - \beta_x^2} = \sqrt{\varepsilon_2 k^2 - \beta_{y2i}^{e(m)2} - \beta_x^2}, \quad \beta_{y1(2)i} \text{ — } i\text{-ые решения систе-}$$

мы уравнений (1), $\beta_{y1(2)i}^m$ - i -ые решения системы (2),

$$\rho_{Y^e}(y) = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_1}, & 0 \leq y \leq h \\ \sqrt{\varepsilon_2}, & h \leq y \leq h+d \end{cases}, \quad \rho_{Y^m}(y) = 1 \text{ — весовые функции, } Y_{2i}^{e(m)}(y) -$$

собственные функции области 2:

$$Y_{2i}^e(y) = \begin{cases} \frac{\cos(\beta_{y1i}^e y)}{N_i^e \varepsilon_1 \cos(\beta_{y1i}^e h)}, & 0 \leq y \leq h \\ \frac{\cos(\beta_{y2i}^e (y - h - d))}{N_i^e \varepsilon_2 \cos(\beta_{y2i}^e d)}, & h \leq y \leq h + d \end{cases},$$

$$Y_{2i}^m(y) = \begin{cases} \frac{\sin(\beta_{y1i}^m y)}{N_i^m \sin(\beta_{y1i}^m h)}, & 0 \leq y \leq h \\ \frac{\sin(\beta_{y2i}^m (h + d - y))}{N_i^m \sin(\beta_{y2i}^m d)}, & h \leq y \leq h + d \end{cases},$$

где $N_i^e = \sqrt{\frac{h}{2} + \frac{\sin(2\beta_{y1i}^e h)}{4\beta_{y1i}^e} \frac{d}{2} + \frac{\sin(2\beta_{y2i}^e d)}{4\beta_{y2i}^e}} \frac{1}{\varepsilon_1 \cos^2(\beta_{y1i}^e h) + \varepsilon_2 \cos^2(\beta_{y2i}^e d)}$, $N_i^m = \sqrt{\frac{h}{2} - \frac{\sin(2\beta_{y1i}^m h)}{4\beta_{y1i}^m} \frac{d}{2} - \frac{\sin(2\beta_{y2i}^m d)}{4\beta_{y2i}^m}} \frac{1}{\sin^2(\beta_{y1i}^m h) + \sin^2(\beta_{y2i}^m d)}$.

Для выполнения условия равенства у-компонент поля в плоскости $z=0$ введем две неизвестные функции:

$$f^e(y) = \frac{E_y}{X^e(x)} = \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_i^e}{\partial y^2} + \varepsilon_i(y) k^2 \Gamma_i^e}{X^e(x)}, i = 1, 2, \quad (7)$$

$$f^m(y) = \frac{Z_0 H_y}{X^m(x)} = Z_0 \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_i^m}{\partial y^2} + \varepsilon_i(y) k^2 \Gamma_i^m}{X^m(x)}, i = 1, 2, \quad (8)$$

где $\varepsilon_i(y) = \begin{cases} \varepsilon_3, & i = 1 \\ \varepsilon_1, & 0 \leq y \leq h \\ \varepsilon_2, & h \leq y \leq h + d \end{cases}, i = 2$, $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ — собственный импеданс свободного пространства.

бодного пространства.

Тогда, учитывая, что система собственных функций областей является ортонормированной, из условия равенства у-компонент поля в плоскости $z=0$ получим:

$$a_{li}^e = \begin{cases} -c_{li}^e + \frac{1}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^2} \int_0^{h+d} f^e(y) Y_{li}^e(y) dy, & i \leq n_{1e} \\ \frac{1}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^2} \int_0^{h+d} f^e(y) Y_{li}^e(y) dy, & i > n_{1e} \end{cases}, \quad (9)$$

$$a_{li}^m = \begin{cases} -c_{li}^m + \frac{1}{Z_0(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2)} \int_0^{h+d} f^m(y) Y_{li}^m(y) dy, i \leq n_{1m} \\ \frac{1}{Z_0(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2)} \int_0^{h+d} f^m(y) Y_{li}^m(y) dy, i > n_{1m} \end{cases}, \quad (10)$$

$$a_{2i}^e = \frac{1}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^e} \int_0^{h+d} \rho_{ye}(y) f^e(y) Y_{2i}^e(y) dy, \quad (11)$$

$$a_{2i}^m = \frac{1}{Z_0(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^m)} \int_0^{h+d} f^m(y) Y_{2i}^m(y) dy. \quad (12)$$

Подставляя (9)-(12) в (3)-(6), из условия равенства x-компонент поля в плоскости $z=0$ получим систему интегральных уравнений Фредгольма первого рода:

$$\int_0^{h+d} (G_j^e(y, y') f^e(y') + G_j^m(y, y') f^m(y')) dy' = \phi_j(y), j = 1, 2 \quad (13)$$

где

$$G_1^e(y, y') = \pm \beta_x \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{Y_{li}^e(y') \frac{dY_{li}^e(y)}{dy} - \rho_{ye}^2(y') Y_{2i}^e(y') \frac{dY_{2i}^e(y)}{dy}}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2} \right), \quad (14)$$

$$G_1^m(y, y') = k \sum_{i=0}^{\infty} \left(-\frac{\beta_{zi} Y_{li+1}^m(y') Y_{li+1}^m(y)}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli+1}^2} - \frac{\beta_{zi}^m Y_{2i}^m(y') Y_{2i}^m(y)}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^m} \right),$$

$$G_2^e(y, y') = \omega \varepsilon_0 \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon_3 \beta_{zi} Y_{li}^e(y') Y_{li}^e(y)}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2} + \frac{\varepsilon_2(y) \rho_{ye}^2(y') \beta_{zi}^e Y_{2i}^e(y') Y_{2i}^e(y)}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^e} \right),$$

$$G_2^m(y, y') = \mp \frac{\beta_x}{Z_0} \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{Y_{li+1}^m(y') \frac{dY_{li+1}^m(y)}{dy} - Y_{2i}^m(y') \frac{dY_{2i}^m(y)}{dy}}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli+1}^2} \right), \quad (15)$$

$$\phi_1(y) = -2\omega \mu_0 \sum_{i=1}^{n_{1m}} \beta_{zi} c_{li}^m Y_{li}^m(y), \quad \phi_2(y) = 2\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3 \sum_{i=0}^{n_{1e}} \beta_{zi} c_{li}^e Y_{li}^e(y).$$

Знак ядер (14), (15) выбирается в зависимости от соотношения знаков функций $\frac{dX^e(x)}{dx}$ и $X^m(x)$. Если $\frac{dX^e(x)}{dx} = \beta_x X^m(x)$, то в (14) выбирается

знак “+”, если же $\frac{dX^e(x)}{dx} = -\beta_x X^m(x)$, то выбирается знак “-“. Для ядра (15) используется противоположное правило.

Для решения системы интегральных уравнений (13) может быть использован метод Галеркина. Для этого разложим искомые функции $f^{e(m)}(y)$ по полным и ортогональным на отрезке $[0, h+d]$ с весом $\rho_{\varphi^{e(m)}}^2(y)$ системам координатных функций $\{\varphi_l^{e(m)}(y)\}, l = \overline{0, N_c}$:

$$f^{e(m)}(y) = \sum_{l=0}^{N_c} \alpha_l^{e(m)} \rho_{\varphi^{e(m)}}(y) \varphi_l^{e(m)}(y), \quad (16)$$

где $\alpha_l^{e(m)}$ - подлежащие определению постоянные, а N_c — количество учитываемых координатных функций. Подставим разложение (16) в (13) и потребуем обращения в нуль проекции невязки на полные системы проекционных функций $\{\psi_n^{e(m)}(y)\}, n = \overline{0, N_c}$. В итоге задача сводится к системе линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов $\alpha_l^{e(m)}$. Решение этой системы позволяет найти из (16) функции $f^{e(m)}(y)$ и из (9)-(12) амплитуды собственных волн, определяющих рассеянное поле.

В суммах, входящих в ядра интегральных уравнений, удерживалось конечное N_g число слагаемых. Величины N_c и N_g выбирались из условия сходимости метода.

Сходимость метода зависит от правильного выбора систем координатных и проекционных функций. При малых значениях d/h или при условии $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$ хорошая сходимость наблюдается если $\varphi_l^{e(m)}(y) = Y_{1l}^{e(m)}(y)$, $\psi_l^{e(m)}(y) = Y_{2l}^{e(m)}(y)$. В противном случае, необходимо учитывать особенность электромагнитного поля на ребре диэлектрического клина [6]: $E \sim r^{\nu-\frac{1}{2}}$, где r — расстояние до ребра, $\nu = 0.5 - \arctg \sqrt{\eta^2 - 1} / \pi$, $\eta = s / \left(t - \sqrt{t^2 + 2s(\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)^2 + \varepsilon_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)^2)} \right)$, $t = \varepsilon_3(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2$, $s = 2(\varepsilon_1(\varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2) + \varepsilon_2(\varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2) + \varepsilon_3(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2)$. Как показано в [7], этому требованию наилучшим образом удовлетворяют ультрасферические полиномы Гегенбауэра $C_{2l}^{\nu}(\xi)$, $C_{2l+1}^{\nu}(\xi)$, системы которых ортогональны с весом $(1 - \xi^2)^{\nu-\frac{1}{2}}$ и полны на отрезке $[0, 1]$.

Элементы многоволновой (многомодовой) матрицы рассеяния в плоскости раздела областей 1 и 2 ($z=0$) рассчитываются на основе найденного рассеянного поля:

$$S_{11}^{j_e(m)k_e(m)} = \sqrt{\frac{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 1k_e(m)}^- \times \mathbf{H}_{\perp 1k_e(m)}^{*-} \cdot \vec{e}_z dy}{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 1j_e(m)}^+ \times \mathbf{H}_{\perp 1j_e(m)}^{*+} \cdot \vec{e}_z dy}}; S_{21}^{j_e(m)k_e(m)} = \sqrt{\frac{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 2k_e(m)}^+ \times \mathbf{H}_{\perp 2k_e(m)}^{*+} \cdot \vec{e}_z dy}{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 1j_e(m)}^+ \times \mathbf{H}_{\perp 1j_e(m)}^{*+} \cdot \vec{e}_z dy}},$$

где $S_{11}^{j_e(m)k_e(m)}$, $S_{21}^{j_e(m)k_e(m)}$ — коэффициенты отражения и прохождения соответственно для LM- волн с индексом k_e и LE- волн с индексом k_m при падающей LM- волне с индексом j_e и LE- волне с индексом j_m ,

$$\mathbf{E}_{\perp l i_e}^{+(-)} = \frac{\partial^2 \Gamma_{l i_e}^{e+(-)}}{\partial x \partial y} \vec{e}_x + \left(\frac{\partial^2 \Gamma_{l i_e}^{e+(-)}}{\partial y^2} + \varepsilon_l(y) k^2 \Gamma_{l i_e}^{e+(-)} \right) \vec{e}_y, \quad \mathbf{E}_{\perp l i_m}^{+(-)} = j \omega \mu_0 \frac{\partial \Gamma_{l i_m}^{m+(-)}}{\partial z} \vec{e}_x,$$

$$\mathbf{H}_{\perp l i_m}^{+(-)} = \frac{\partial^2 \Gamma_{l i_m}^{m+(-)}}{\partial x \partial y} \vec{e}_x + \left(\frac{\partial^2 \Gamma_{l i_m}^{m+(-)}}{\partial y^2} + \varepsilon_l(y) k^2 \Gamma_{l i_m}^{m+(-)} \right) \vec{e}_y,$$

$$\mathbf{H}_{\perp l i_e}^{+(-)} = -j \omega \varepsilon_l(y) \varepsilon_0 \frac{\partial \Gamma_{l i_e}^{e+(-)}}{\partial z} \vec{e}_x, \quad l=1,2, \quad \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \text{ — орты прямоугольной системы координат.}$$

Следует отметить, что для вычисления $S_{11}^{j_e(m)k_e(m)}$, $S_{21}^{j_e(m)k_e(m)}$ при расчете полей $\mathbf{E}_{\perp l i_e}^{+(-)}$, $\mathbf{H}_{\perp l i_e}^{+(-)}$ для падающей волны LM-типа задача дифракции решается при $c_{1j_e}^e \neq 0; c_{li}^e = 0, i \neq j_e; c_{li}^m = 0, i = \overline{1, n_{1m}}; c_{2i}^{e(m)} = 0, i = \overline{1, n_{2e(m)}}$. При возбуждении волной LE-типа амплитуды падающих волн выбираются исходя из требований: $c_{1j_m}^m \neq 0; c_{li}^m = 0, i \neq j_m; c_{li}^e = 0, i = \overline{1, n_{1e}}; c_{2i}^{e(m)} = 0, i = \overline{1, n_{2e(m)}}$.

Сравнение расчетов элементов матрицы рассеяния для низшего LM-типа колебаний методами частичных областей, конечных элементов и конечных разностей во временной области продемонстрировано на рис. 4.

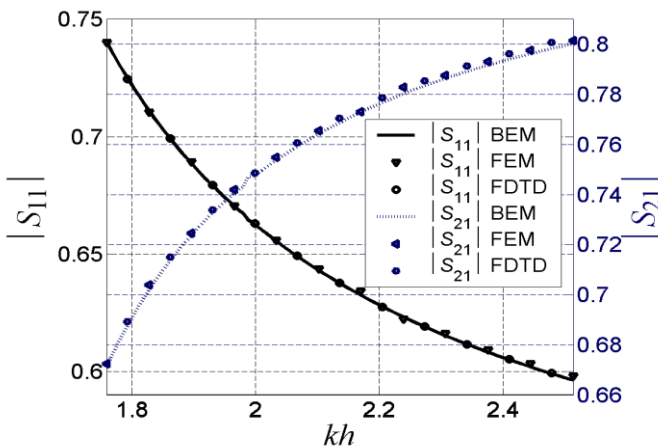


Рис. 4.

Сравнение результатов расчета коэффициента отражения S_{11} и коэффициента прохождения S_{21} методами частичных областей (BEM), методом конечных разностей во временной области (FEM) для структуры, характеризуемой параметрами: $\varepsilon_1=10, \varepsilon_2=1, \beta_x h=\pi/2, d/h=0,001$

Как видно, наблюдается хорошее соответствие между предлагаемым методом и методами конечных элементов и конечных разностей во вре-

менної області. Разом з тим, метод частинних областей приводить до системам лінійних алгебраїчних рівнянь значно нижчого порядку, ніж вище згадані методи. Тому обчислювальна процедура є більш ефективною і вимагає суттєво менших витрат часу для проведення розрахунків.

Висновки

Задача дифракції на діелектричному клині, розташованому між ідеальними паралельними металічеськими площинами, методом частинних областей зведена до системи інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду. Система інтегральних рівнянь розв'язана методом Галеркіна. З знайденого розсіяного електромагнітного поля була розрахована багатомодова матриця розсіяння, яку можна використовувати для електро механічно перестраюваних пристроїв.

Пропонується метод, який приводить до системам лінійних алгебраїчних рівнянь відносно низького порядку. Тому він є більш ефективним, ніж метод скінченних елементів і метод скінченних різниць у часовій області.

Література

1. Mansour R. High-Q tunable dielectric resonator filters / R. Mansour // IEEE Microwave Magazine.—2009.—Vol.10.— pp.84— 98.
2. Yun T. Piezoelectric-transducer-controlled tunable microwave circuits / T. Yun, K. Chang // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.—2002.—Vol.50.— №5.— pp. 1303— 1310.
3. Перестраювані СВЧ пристрої з електро механічним управлінням / [Ю.М. Поплавко, В.І. Молчанов, В.М. Пашков і др.] // Техніка і прилади СВЧ. — 2009. — №1. — С.49— 59.
4. Егоров Ю.В. Частично заповнені прямокутні хвильоводи / Ю.В. Егоров.— М.: Сов. радіо, 1967. — 216 с.
5. Руда Н.А. Електро динамічний аналіз хвильоводно-діелектричного фазовращателя / Н.А. Руда, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Електроніка і зв'язь. — 2011. — №2(61). — С.46-51.
6. Brooky G.N. Field behaviour near anisotropic and multidielctric edges / G.N. Brooky, M.Z. Kharadly // IEEE Trans. —1977. — Vol.AP-25. — №4. — pp.571— 575.
7. Лінії передачі складних сечень / [Г.Ф. Заргано, А.М. Лерер, В.П. Ляпин, Г.П. Синявський]; під ред. В.С. Михалевського. — Ростов: Видавництво Ростовського університету, 1983. — 320с.

Руда Н.А., Прокопенко Ю.В., Поплавко Ю.М. Розв'язання задачі дифракції на діелектричному клині, розташованому між металічеськими площинами, методом частинних областей. В роботі обговорюється розв'язання задачі дифракції на діелектричному клині, розташованому між металічеськими площинами методом частинних областей. Задача зведена до системи інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду, яку розв'язано методом Галеркіна. З огляду на те, що порядок розв'язуваної системи лінійних алгебраїчних рівнянь обчислювальна процедура є більш ефективною, ніж в методі скінченних елементів і методі скінченних різниць у часовій області. Розрахована багатомодова матриця розсіяння може бути використана для моделювання мікро механічно перестраюваних пристроїв.

Ключевые слова: дифракция, метод частичных областей, многомодовая матрица рассеяния, микромеханически-перестраиваемые устройства.

Руда Н.А. Прокопенко Ю.В., Поплавко Ю.М. Розв'язання задачі дифракції на діелектричному клині, розміщеному між металевими плоскостями, методом часткових областей. В роботі обговорюється розв'язання задачі дифракції на діелектричному клині, розміщеному між металевими плоскостями методом часткових областей. Задача зведена до системи інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду, котра розв'язана методом Галеркіна. За рахунок невисокого порядку системи лінійних алгебраїчних рівнянь розрахункова процедура більш ефективна, ніж у методі кінцевих елементів та кінцевих різностей у часовій області. Розрахована многомодова матриця розсіювання може бути використана для моделювання пристроїв, що мікромеханічно перестроюються.

Ключові слова: дифракція, метод часткових областей, многомодова матриця розсіювання, пристрої, що мікромеханічно перестроюються.

Ruda N., Prokopenko Yu., Poplavko Yu. Solution of scattering problem on dielectric wedge placed between metal plates by boundary element method. Solution of scattering problem on dielectric wedge placed between metal plates by boundary element method is discussed. The problem is reduced to set of Fredholm integral equations of the first kind. The set was solved by Galerkin method. Due to low dimension of resulting system of linear algebraic equations the method demonstrates high efficiency and faster computation than finite element and finite difference in time domain methods. Proposed method can be applied for rigorous simulation of micromechanically controlled microwave devices.

Keywords: Scattering, Boundary Element Method, Multimode Scattering Matrix, Micromechanically Controlled Microwave Devices.