

Микрополосковая двухпериодическая решетка из непрерывных криволинейных металлических лент как высокоимпедансная поверхность

П.Л. Младенов, С.Л. Просвирнин

*Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины,
61002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4.*

1. Введение.

Как известно, при нормальном отражении плоской электромагнитной волны идеально проводящей металлической плоскостью, векторы напряженности падающего и отраженного электрического поля имеют равные величины, но противоположные направления на этой плоскости, из-за равенства нулю напряженности суммарного электрического поля \vec{E} в идеальном проводнике. Поэтому коэффициент отражения такой плоскости, которую называют также "электрической стенкой", равен -1 , а поверхностный импеданс, как следует из его определения $Z = E / H$, - нулю. Если заменить идеально проводящую плоскость "магнитной стенкой", которая отличается от электрической тем, что на ее поверхности равна нулю тангенциальная компонента напряженности суммарного магнитного поля \vec{H} , векторы напряженности электрического поля падающей и отраженной волны окажутся равными на отражающей плоскости. Коэффициент отражения магнитной стенки при нормальном падении равен $+1$, а поверхностный импеданс бесконечно большой.

Если вблизи электрической или магнитной стенки поместить излучатель, например, параллельный ей электрический диполь, поле излучения является суммой "первичного" поля диполя (его поля излучения в свободном пространстве) и отраженного поля. Отраженное поле можно рассматривать как поле излучения изображения диполя в стенке. Принципиальная разница изображений диполя в электрической и магнитной стенке состоит в том, что они имеют противоположную ориентацию. Предположим, что расстояние между диполем и стенкой мало по сравнению с длиной волны. Тогда поле отраженное магнитной стенкой суммируется с первичным полем диполя, а не гасится, как в случае излучателя вблизи металлической поверхности. Поэтому высокоимпедансные поверхности перспективны в антенной технике.

Материалы со свойствами идеального магнетика в природе не обнаружены. Поэтому делаются попытки создать искусственные структуры с характерными свойствами магнитной стенки хотя бы в узком диапазоне частот. Например, свойства решетки из идентичных диполей, расположенной близко от металлического экрана, в большей части микроволнового диапазона не отличаются от отражательных свойств электрической стенки. Однако в узком частотном диапазоне, зависящем от резонансных характеристик элементов решетки, из-за взаимодействия между решеткой и металлической поверхностью, над которой она расположена, фаза коэффициента отражения изменяется резонансным образом и на резонансной частоте коэффициент отражения равен $+1$. Такая структура из диполей, расположенных вблизи от проводящей поверхности, рассмотрена в [1]. Высокоимпедансные поверхности, в которых проволочные элементы имеют форму кривой Гильберта, представлены в [2]. Если использовать в качестве элементов узкие полоски сложной формы, их длина на периоде может быть намного больше, чем размер ячейки периодической структуры. Таким образом, можно спроектировать микрополосковые отражательные решетки (т.е. решетки из тонких проводящих лент, расположенных на слое диэлектрика, противоположная сторона которого экранирована), имеющие резонансную длину волны намного больше, чем их период. Частотные характеристики отражения некоторых микрополосковых структур, в частности из С-образных элементов, рассмотрены в [3].

Плоская микрополосковая решетка из бесконечно длинных непрерывных волнообразных лент - пример резонансной высокоимпедансной структуры. Такая решетка удобна для дискретного изменения частотных характеристик путём электронного управления. Для этого

на каждом периоде можно сделать разрыв полосы и включить в него управляющий диод. Постоянное напряжение, поданное на полосу, будет переводить диоды из состояния с большим сопротивлением (эквивалентно - каждая полоска решетки состоит из отдельных электрически несоединенных элементов) в состояние с малым сопротивлением для высокочастотного тока (полоска представляет собой непрерывный проводник).

В случае необходимости плавной перестройки характеристик в качестве подложки может быть выбран материал, диэлектрическая или магнитная проницаемость которого изменяется под действием постоянного напряжения, приложенного к соседним лентам решетки, или действующего между лентами и экраном микрополосковой структуры.

Цель статьи состоит в том, чтобы представить резонансные свойства плоских микрополосковых решеток из волнообразных лент для возможных приложений этих структур в качестве искусственных высокоимпедансных поверхностей.

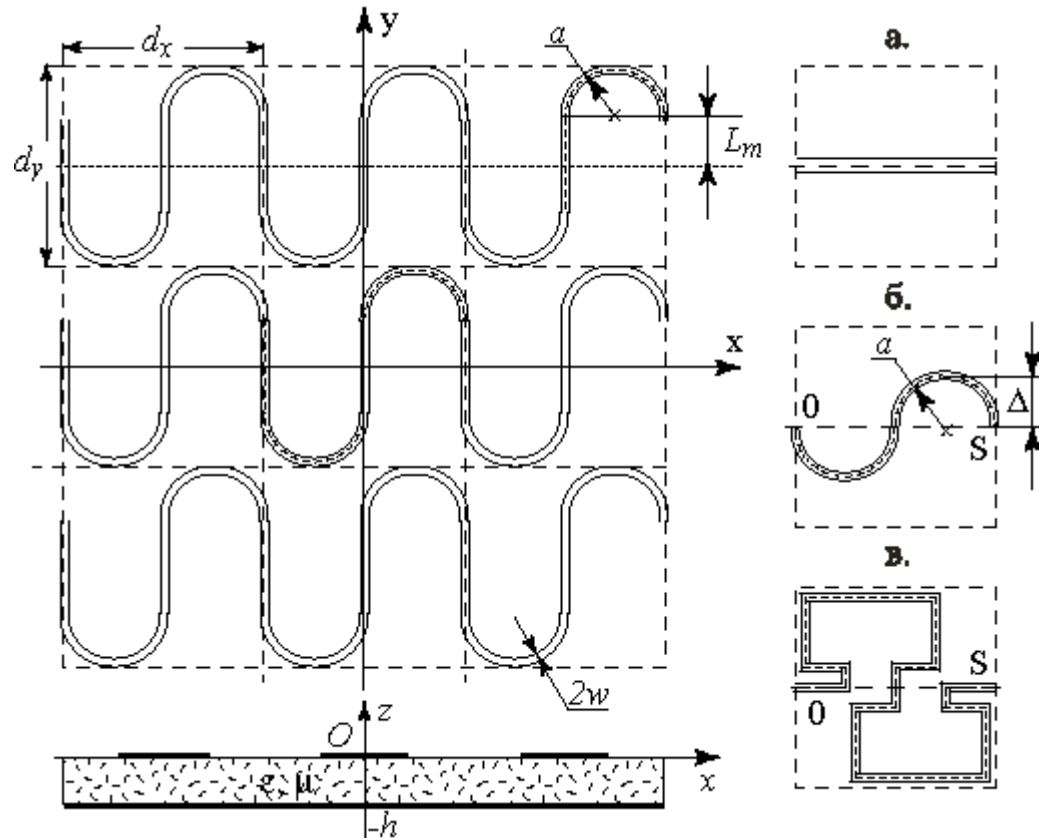


Рис.1. Плоская периодическая в двух направлениях решетка и некоторые варианты геометрии периода.

2. Постановка задачи и метод численного решения

Рассмотрим отражение электромагнитной волны от периодической микрополосковой ленточной решетки. Решетка состоит из одинаковых прямоугольных ячеек, имеющих стороны d_x и d_y , и выбранных тем или иным образом, например, так, как показано на рис.

1. В качестве элементов решетки взяты плоские периодические непрерывные идеально проводящие ленты, имеющие на периоде произвольную форму и расположенные в плоскости $z = 0$. Форма полоскового элемента решетки задается уравнением его "средней" линии $\vec{\rho} = \vec{q}(s)$, где $\vec{\rho} = \vec{e}_x x + \vec{e}_y y$, показанной штриховой кривой на рис. 1 (а, б, в). Длина S ленты на периоде предполагается значительно больше, чем ее ширина. Ширина ленты определяется в направлении нормали к средней линии и равна $2w$. Диэлектрическая подложка имеет толщину h и относительные диэлектрическую и магнитную проницаемости ϵ и μ . Плоскость $z = -h$ представляет собой идеально проводящий экран. Пусть на такую решетку падает плоская электромагнитная волна

$$\vec{E}^i = \vec{P} \exp(-i\vec{k}^i \vec{r}), \quad (1)$$

где \vec{P} - вектор поляризации, $|\vec{P}|=1$; \vec{k}^i - волновой вектор падающей волны, $k^i = k$, $k = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. Для простоты будем рассматривать только случай наклонного падения при условии $k_x^i = 0$, т.е. $\vec{k}^i = \vec{e}_y k_y^i + \vec{e}_z k_z^i$. Здесь и далее предполагается зависимость от времени вида $\exp(i\omega t)$.

Будем искать поле над микрополосковой решеткой в виде суперпозиции поля в отсутствие полосковых элементов \vec{E}^d и рассеянного поля \vec{E}^s :

$$\vec{E} = \vec{E}^d + \vec{E}^s,$$

где $\vec{E}^d = \vec{E}^i + \vec{R} \exp(-i\vec{k}^s \vec{r})$, $\vec{k}^s = (0, k_y^i, -k_z^i)$ - волновой вектор отраженной плоской волны. Вектор \vec{R} находится из граничных условий. Выражение для \vec{R} , в случае нормального падения, приведено в [3]. Существование рассеянного поля обусловлено наличием на поверхности диэлектрического слоя (в плоскости $z = 0$) лент решётки, на которых наведен ток с некоторой поверхностной плотностью $J(\vec{\rho})$.

Если известна поверхностная плотность тока, легко получить представление для поля во всем пространстве в виде суперпозиции пространственных гармоник

$$\vec{E} = \vec{E}^d + \sum_{\zeta, \nu=-\infty}^{\infty} \vec{a}_{\zeta\nu} \exp\{-i[\vec{k}_{\zeta\nu} \vec{\rho} + |z|\gamma_1(\vec{k}_{\zeta\nu})]\},$$

где $\vec{k}_{\zeta\nu} = \vec{e}_x 2\pi\zeta/d_x + \vec{e}_y(k_y^i + 2\pi\nu/d_y)$, $\gamma_1(\vec{k}) = \sqrt{k^2 - |\vec{k}|^2}$, $\vec{a}_{\zeta\nu} = \{\vec{E}^s \vec{J}\}(\vec{k}_{\zeta\nu})/(d_x d_y)$, $\{\vec{E}^s \vec{J}\}(\vec{k})$ - оператор, определенный следующим образом [2]: $\vec{E}^s = \vec{E}_t + \vec{e}_z \vec{E}_z$,

$$\{\vec{E}_t \vec{J}\}(\vec{k}) = \frac{kZ_0 \vec{k}_\perp (\vec{J}, \vec{k}_\perp)}{\kappa^2 [i(\gamma_2/\mu) \text{ctg} \gamma_2 h - \gamma_1]} + \frac{\gamma_1 \gamma_2 Z_0 \vec{k} (\vec{J}, \vec{k})}{\kappa^2 [i\varepsilon \gamma_1 \text{ctg} \gamma_2 h - \gamma_2]},$$

$$\{\vec{E}_z \vec{J}\}(\vec{k}) = \frac{Z_0 \gamma_2 (\vec{J}, \vec{k})}{k[\gamma_2 - i\varepsilon \gamma_1 \text{ctg} \gamma_2 h]},$$

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi, \text{ Ом}; \quad \vec{k}_\perp = [\vec{k}, \vec{e}_z], \quad \gamma_2(\vec{k}) = \sqrt{k^2 \varepsilon \mu - |\vec{k}|^2}, \quad \text{Im} \gamma_1 \leq 0, \quad \text{Im} \gamma_2 \leq 0.$$

Так как длина ленты на периоде значительно больше ее ширины, будем учитывать только компоненту тока, текущего вдоль ленты, и пренебрегать его составляющей поперёк ленты. Представим продольный ток в виде ряда по кусочно-линейным базисным функциям, так называемым "функциям - крышкам", с неизвестными коэффициентами $\{c_\beta\}_{\beta=1}^N$. Их величины, с точностью до некоторой постоянной, соответствуют значениям тока, текущего вдоль ленты, в равноотстоящих на величину $\delta = S/N$ точках на ее длине S в пределах периода. Распределение плотности продольного тока в поперечном направлении задаётся функцией вида $1/\sqrt{1-(u/w)^2}$, где u - координата поперёк полоски, которая аналитически учитывает особенность плотности продольного тока вблизи ребер.

Далее, следуя схеме решения, подробно изложенной в [3, 4], методом моментов получим систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитудных коэффициентов тока $\{c_\beta\}_{\beta=1}^N$

$$\sum_{\beta=1}^N A_{\alpha\beta} c_\beta = f_\alpha, \quad \alpha = 1, 2, \dots, N, \quad (2)$$

где

$$A_{\alpha\beta} = \frac{\pi^2 h}{d_x d_y} w^2 \sum_{\zeta, \nu=-\infty}^{\infty} J_0(\vec{k}_{\zeta\nu} \vec{n}_\alpha w) J_0(\vec{k}_{\zeta\nu} \vec{n}_\beta w) \text{sinc}^2\left(\frac{h}{2} \vec{k}_{\zeta\nu} \vec{t}_\alpha\right) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \operatorname{sinc}^2\left(\frac{h}{2} \bar{\kappa}_{sv} \bar{t}_\beta\right) \left(\bar{t}_\alpha, \left\{ \bar{E}_i \bar{t}_\beta \right\} (\bar{\kappa}_{sv})\right) \exp\left[i \bar{\kappa}_{sv} (\bar{q}_\beta - \bar{q}_\alpha)\right] \\ & f_\alpha = -\pi w \hat{t}_\alpha (\bar{P} + \bar{R}) J_0(\bar{k}^i \bar{n}_\alpha w_\alpha) \exp(-i \bar{k}^i \bar{q}_\alpha), \end{aligned} \quad (3)$$

$\operatorname{sinc}(x) = \sin x/x$, $\bar{t}_\beta = \bar{t}(s_\beta)$, $\bar{n}_\beta = \bar{n}(s_\beta)$ - единичные векторы касательной и нормали к средней линии ленты, $\bar{q}_\beta = \bar{q}(s_\beta)$, $s_\beta = \beta\delta$, $J_0(x)$ - функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

3. Анализ численных результатов

Для простоты будем рассматривать нормальное падение на решетку электромагнитной волны (1). Если оба периода решетки меньше длины волны: $d_x/\lambda < 1$ и $d_y/\lambda < 1$, то в отраженном \bar{E}^r поле в дальней зоне имеется только основная, распространяющаяся по нормали к решетке, пространственная гармоника

$$\bar{E}^r = \bar{r} \exp(-ikz),$$

где амплитуда \bar{r} отраженного микрополосковой решёткой поля определяется выражением $\bar{r} = \bar{R} + \bar{a}_{00}$. Для того чтобы иметь возможность определить вектор амплитуды отраженного поля по заданному вектору поляризации падающего поля, удобно ввести в рассмотрение тензор отражения

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} r_{xx} & 0 \\ 0 & r_{yy} \end{pmatrix}.$$

Его элементы вне главной диагонали равны нулю, поскольку решетка является симметричной. Если тензор отражения известен, вектор амплитуды отраженного поля можно найти по формуле: $\bar{r} = \hat{R} \bar{P}$.

Значения коэффициентов отражения r_{xx} и r_{yy} зависят от формы ленты и от соотношения размеров ленты на периоде и длины волны. Величины поверхностного импеданса, с учетом того, что коэффициенты отражения микрополосковой решётки - это комплексные величины, определяются выражениями:

$$\begin{aligned} Z_x = \frac{E_x}{H_y} &= Z_0 \left(\frac{1+r_{xx}}{1-r_{xx}} \right) = \frac{Z_0}{1-2\operatorname{Re}r_{xx}+|r_{xx}|^2} \left(1-|r_{xx}|^2 + i2\operatorname{Im}r_{xx} \right), \\ Z_y = \frac{E_y}{H_x} &= Z_0 \left(\frac{1+r_{yy}}{1-r_{yy}} \right) = \frac{Z_0}{1-2\operatorname{Re}r_{yy}+|r_{yy}|^2} \left(1-|r_{yy}|^2 + i2\operatorname{Im}r_{yy} \right). \end{aligned}$$

Если потерь в диэлектрике подложки нет, то абсолютные величины коэффициентов отражения r_{xx} и r_{yy} равны единице, и поэтому отличной от нуля может быть только мнимая часть поверхностного импеданса. Для различных значений нормированной частоты (d_y/λ) величины действительных и мнимых частей коэффициентов отражения могут меняться, вызывая соответственно и изменения значений поверхностного импеданса решетки. Приближенно можно определить длину волны в микрополосковой линии по известной формуле [5]:

$$\lambda_e = \lambda / \sqrt{\varepsilon_e},$$

где ε_e - эффективная диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon_e = \frac{\varepsilon+1}{2} + \frac{\varepsilon-1}{2\sqrt{1+5h/w}}.$$

Аргументы комплексных коэффициентов r_{xx} и r_{yy} изменяются резонансным образом в окрестности длин волн связанных с размерами ленты на периоде. Если падающая волна E-

поляризованная (вектор поляризации направлен вдоль оси Ox), резонансной является $\lambda_e \cong 2S$. Для Н-поляризованной волны, когда вектор поляризации направлен вдоль оси Oy ,

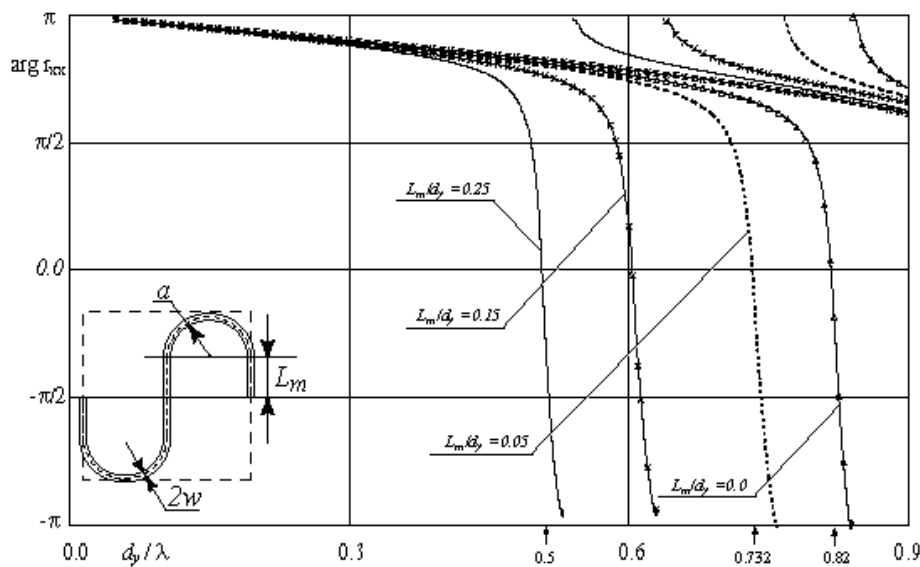


Рис.2. Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент для различных значений амплитуды отклонений от прямой линии: Е-поляризация, $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $\epsilon = 3$, $\mu = 1$, $\epsilon_e = 2.22$, $a/d_y = 0.25$.

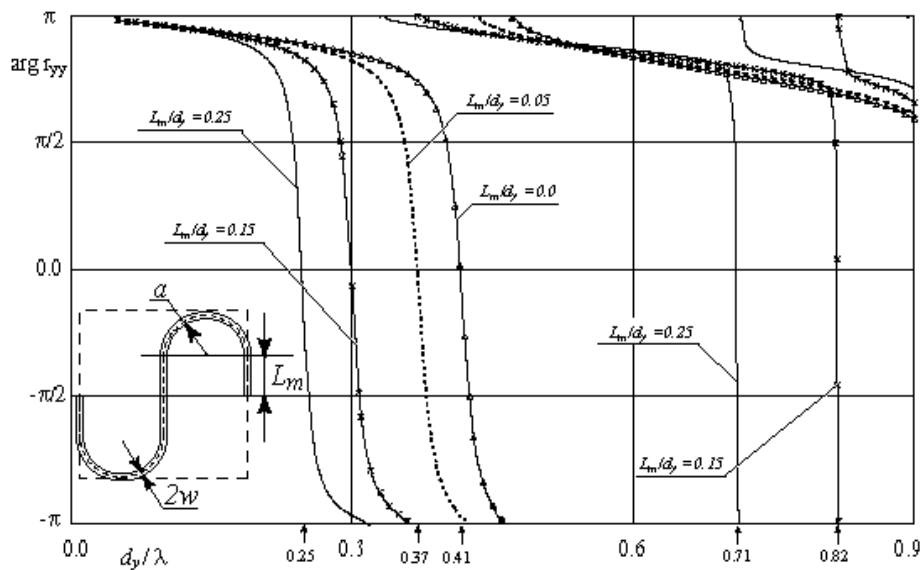


Рис.3. Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент для различных значений амплитуды отклонений от прямой линии: Н-поляризация, $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $\epsilon = 3$, $\mu = 1$, $\epsilon_e = 2.22$, $a/d_y = 0.25$.

резонансной становится длина волны $\lambda_e \cong S$. На рис.2 показана зависимость аргумента комплексного коэффициента отражения от нормированной частоты для разных значений амплитуды отклонений средней линии полосы от прямой при Е-поляризации. На представленном графике описанные резонансы расположены в диапазоне

нормированной частоты $0,5 \leq d_y / \lambda \leq 0,82$. Такая же зависимость для Н-поляризации показана на рис.3, в этом случае резонансы расположены в полосе $0,24 \leq d_y / \lambda \leq 0,41$.

На рис.4 и рис.5 показана частотная зависимость аргумента комплексного коэффициента отражения решетки из волнообразных лент с максимальным отклонением от прямой при различных значениях диэлектрической проницаемости подложки и поляризации падающей волны. Нормированная частота резонансов уменьшается при увеличении диэлектрической проницаемости подложки. Добротность резонансов тем выше, чем больше соответствующее значение ϵ_e . Под

добротностью понимается характеристика “полуширины” резонанса - отношение $f_r / \Delta f$, где f_r - резонансная частота, при которой аргумент комплексного коэффициента отражения $\zeta = 0$, а $\Delta f = f_2 - f_1$, где f_1 и f_2 частоты при которых $\zeta = \pm \pi/2$. Например, при использовании значений нормированной

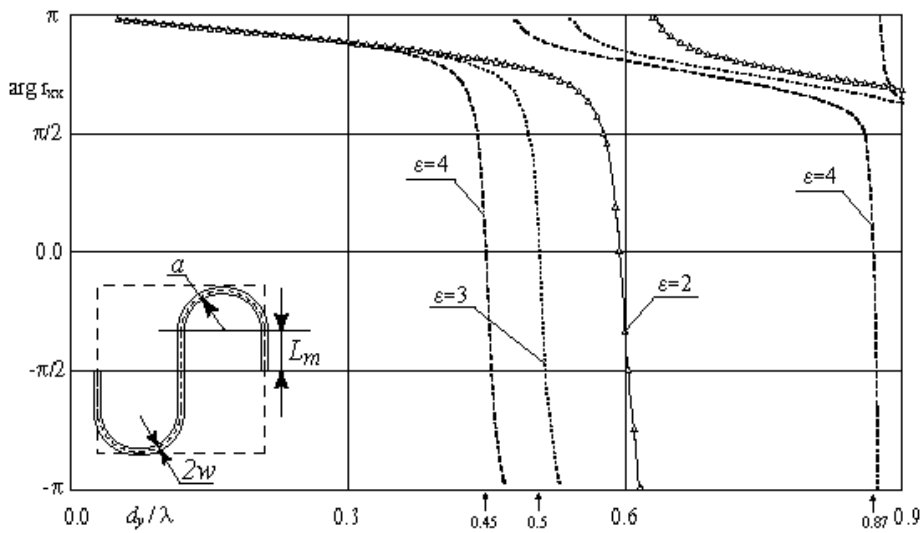


Рис.4. Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент при $L_m/d_y = 0.25$ для различных значений ϵ подложки: Е-поляризация, $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $a/d_y = 0.25$, $\mu = 1$.

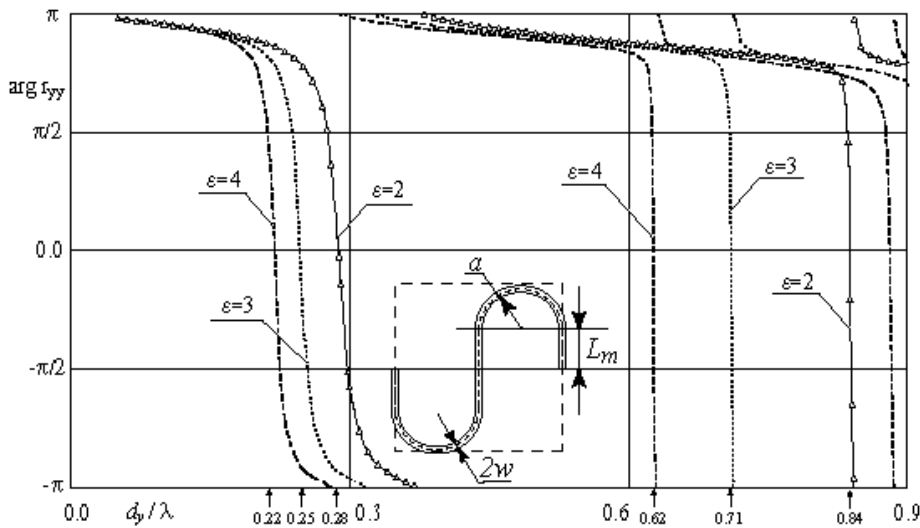


Рис.5. Частотная зависимость аргумента коэффициента отражения решетки из волнообразных лент при $L_m/d_y = 0.25$ для различных значений ϵ подложки: Н-поляризация, $d_x = d_y$, $2w/d_y = 0.05$; $h_{sub}/d_y = 0.1$, $a/d_y = 0.25$, $\mu = 1$.

периоде. Один из множества возможных вариантов конфигурации полоски решетки в качестве примера показан на рис.1в. Очевидно, что к снижению резонансной частоты ведет также увеличение ϵ подложки.

4. Заключение

Показана возможность реализации свойств высокоимпедансной поверхности при использовании плоских микрополосковых решеток из непрерывных волнообразных лент в окрестности их резонансных частот. Необходимые частотные характеристики можно получить подбирая форму лент решетки и параметры диэлектрической подложки. Заметим, что микрополосковые высокоимпедансные структуры могут иметь очень небольшую толщину по сравнению с длиной волны, что полезно в случае использования их как покрытий. Они достаточно просты в изготовлении. Предложенная микрополосковая решетка

частоты из представленных графиков, при $\epsilon=2$ получим $Q \approx 22$ и $Q \approx 12$, для Е- и Н-поляризации соответственно, при $\epsilon=3$ - $Q \approx 26$ и $Q \approx 14$, а в случае $\epsilon=4$ - $Q \approx 30$ и $Q \approx 16$. В диапазоне с меньшей длиной волны λ_e начинают проявляться резонансы более высокого порядка, соответствующие $\lambda_e \cong 4S$ ($d_y/\lambda = 0,87$ при $\epsilon=4$, см. рис.4) для Е-поляризованной падающей волны и $\lambda \cong 3S$ ($0,62 \leq d_y/\lambda \leq 0,84$, см. рис.5) для волны поляризованной вдоль оси Oy .

В заключение необходимо заметить, что микрополосковая решетка из непрерывных лент может иметь свойства высокоимпедансной поверхности и для меньших значений относительной частоты d_y/λ , чем в рассмотренных выше примерах. В этом случае форму ленты нужно подобрать так, чтобы увеличить ее длину на

перспективна в качестве высокоимпедансной поверхности с управляемыми электронным способом характеристиками, если ее использовать с управляющими диодами, включенными в разрывы полосок.

Литература

1. Pavel A. Belov, Sergei A. Tretyakov, Resonant reflection from dipole arrays located vary near to conducting planes, *J. of Electromagn. Waves and Applics.*, vol. 16, no. 1, p. 129-143, 2002.
2. J. McVay, N. Engheta, A. Hoorfar, "High-impedance metamaterial surface using Hilbert-curve inclusions," a presentation in the URSI-B special session on "Novel Challenges with Electromagnetic Bandgap Surfaces," presented at the 2002 IEEE Antennas and Propagation Society (AP-S) International Symposium and USNC/URSI National Radio Science Meeting, in San Antonio, Texas, June 16-21, 2002.
3. С.Л. Просвирнин. Преобразование поляризации при отражении волн микрополосковой решеткой из элементов сложной формы. *Радиотехника и электроника*, т. 44, № 6, с.681-686, 1999.
4. S.L. Prosvirnin, S.A. Tretyakov, P.L. Mladyonov, Electromagnetic wave diffraction by planar periodic gratings of wavy metal strips. *J. Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 16, no. 3, pp. 421-435, 2002.
5. Schneider M.V., Microstrip lines for microwave integral circuit. "Bell Syst. Tech. J.", №5, p.1421-1455, 1969.