

УДК 621.396.67.095.11: 621.372.852

А.В. Климов, А.И. Семенихин

МОДЕЛИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ПОЛЯРИЗАТОРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Исследуется импедансная модель широкополосного отражательного поляризатора. Поляризатор состоит из двух слоев с толщинами $d_{1,2}$, из материалов с относительными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_{1,2}$ и магнитными проницаемостями $\mu_{1,2}$. Между слоями помещена густая решетка из тонких параллельных проводников, а под нижним слоем расположен идеально проводящий экран. Чтобы получить широкополосный поляризатор, один из двух слоев должен представлять собой обычный DPS-материал без потерь с положительным показателем преломления, а другой должен быть искусственным DNG-материалом с отрицательным показателем преломления (либо $\epsilon_1 < 0$; $\mu_1 < 0$, $\epsilon_2 > 0$; $\mu_2 > 0$, либо наоборот). Было установлено, что электрические толщины первого и второго слоев должны быть одинаковыми и составлять четверть длины волны на средней частоте заданного диапазона. Твист-эффект можно получить в четырехкратной полосе частот.

Отражательный поляризатор; импедансная модель; твист-эффект; поляризационные потери; метаматериал; DNG-материал; отрицательный показатель преломления; отрицательная диэлектрическая проницаемость; отрицательная магнитная проницаемость.

A.V. Klimov, A.I. Semenikhin

MODELS OF BROAD BAND REFLECTIVE POLARIZERS WITH EMPLOYMENT OF METAMATERIALS

Impedance model of broadband reflective polarizer investigates at report. Polarizer consists of two slabs, which thickness is $d_{1,2}$, its stuffs has relative permittivity $\epsilon_{1,2}$ and permeability $\mu_{1,2}$. The fine grid of thin parallel wires placed between this layers, and perfectly conducting screen disposed under second slab. To develop broadband polarizer, either of the two layers must be conventional lossless DPS material with positive refractive index and another must be artificial DNG material with negative index of refraction (either $\epsilon_1 < 0$; $\mu_1 < 0$, $\epsilon_2 > 0$; $\mu_2 > 0$, or contrariwise). It was determined, that the first and the second electrical layers thickness must be the same and they must be equal to a quarter wave-length in the middle of the band. Practicable twist-effect may be achieved in fourfold band width.

Reflective polarizer; impedance model; twist-effect; polarization losses; metamaterial; double-negative material; negative index of refraction; negative permeability; negative permittivity.

Отражательные поляризаторы, осуществляющие 90-градусный поворот (твист-эффект) плоскости поляризации линейно-поляризованной волны, используются в двухзеркальных антеннах для уменьшения размеров и устранения эффекта затенения. Примером такого поляризатора является конструкция в виде густой решетки параллельных проводников, размещенных на расстоянии в четверть длины волны над металлическим экраном. Его недостаток – узкая полоса рабочих частот. В настоящей работе исследованы упрощенные импедансные модели широкополосных отражательных поляризаторов в виде двух слоев из магнитодиэлектриков, с решеткой проводников между ними, получены расчетные формулы для параметров материалов и толщин слоев, при которых теоретически достижима широкая полоса рабочих частот с перекрытием порядка 4 раз.

Поляризатор (рис. 1) представляет собой два слоя материалов с относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями $\epsilon_{1,2}$, $\mu_{1,2}$ и толщинами $d_{1,2}$, между которыми размещена густая анизотропно проводящая решетка тонких проводников (для простоты их толщина не учитывалась). Слои расположены на идеально проводящем экране.

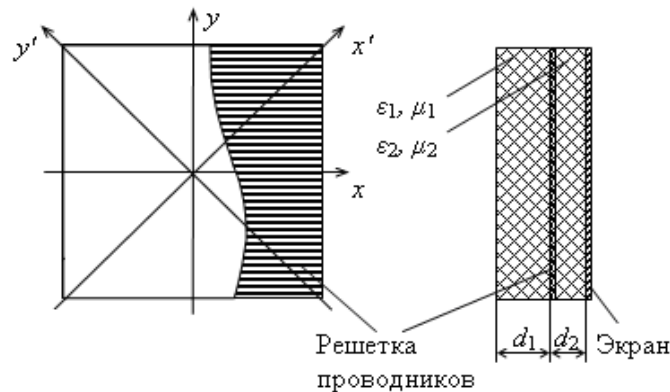


Рис. 1. Двухслойная модель отражательного поляризатора

Тензор нормированного импеданса Z^0 такой структуры в собственном поляризационном базисе xu имеет вид [1]:

$$\|Z_{pq}^0\| = \begin{vmatrix} iX_{11} & 0 \\ 0 & iX_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} iW_1 \operatorname{tg}(\beta_1 d_1) & 0 \\ 0 & i \frac{W_1 \operatorname{tg}(\beta_1 d_1) + W_2 \operatorname{tg}(\beta_2 d_2)}{1 - \frac{W_2}{W_1} \operatorname{tg}(\beta_1 d_1) \operatorname{tg}(\beta_2 d_2)} \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где $W_{1,2} = \sqrt{\mu_{1,2}/\varepsilon_{1,2}}$ – нормированные характеристические сопротивления верхнего и нижнего слоев; $\beta_{1,2} = (2\pi/\lambda)\sqrt{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}$ – коэффициенты распространения, λ – длина волны в свободном пространстве. Как ранее было установлено авторами [2–4], для обеспечения твист-эффекта независимо от угла падения волны, импеданс (1) должен быть равен

$$\|Z_{pq}^0\| = \pm \begin{vmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{vmatrix}; \quad i = \sqrt{-1}; \quad p, q = 1; 2. \quad (2)$$

Для такого импеданса диагональные элементы $S_{11}; S_{22}$ поляризационной матрицы рассеяния (ПМР), которые определяют уровень поляризационных потерь, равны нулю. При этом ПМР S пересчитывается из исходного базиса в поляризационный базис $x'y'$, повернутый на 45° [5, 6].

Таким образом, мы можем найти параметры слоев $\varepsilon_{1,2}, \mu_{1,2}$ и $d_{1,2}$ из условий, при которых тензор импеданса (1) принимает на заданных частотах $f^{(1)}$ и $f^{(2)} = \eta f^{(1)}$ вид (2). Параметр $\eta = f^{(2)}/f^{(1)}$ фактически определяет относительную полосу рабочих частот поляризатора. В результате было получено, что электрические толщины первого и второго слоев должны быть одинаковыми и составлять четверть длины волны на средней частоте заданного диапазона, а параметры слоев должны быть связаны соотношениями

$$W_1 = \operatorname{ctg}\left(\frac{\pi}{1+\eta}\right); \quad W_2 = \frac{2W_1^3}{1-W_1^2}. \quad (3)$$

Задавая требуемой величиной η , по формулам (3) находим μ_1/ε_1 и μ_2/ε_2 , а затем, выбрав приемлемые значения $\varepsilon_{1,2}$ (или $\mu_{1,2}$), рассчитываем $\mu_{1,2}$ (или $\varepsilon_{1,2}$).

Расчеты показали, что требуемые значения W_1 и W_2 могут принимать не только положительные, но и отрицательные значения (рис. 2). При этом для $W_{1,2} > 0$ значения η не превышают 3, т.е. для “обычных” DPS-материалов (*doubly positive*, $\varepsilon > 0, \mu > 0$) [7-9] максимальный коэффициент перекрытия по частоте не более 3.

В случае немагнитных материалов ($\mu_{1,2}=1$) из выражений (3) следует:

$$\varepsilon_1 = \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{1+\eta}\right); \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{4}\varepsilon_1(\varepsilon_1 - 1)^2. \quad (4)$$

Графики зависимостей $\varepsilon_{1,2}(\eta)$ представлены на рис. 3, причем на рис. 3,б подробнее выделена область $2 < \eta < 3$ с более широкой полосой рабочих частот, в которой пределы изменения диэлектрических проницаемостей составляют $1 < \varepsilon_1 < 3$; $0 < \varepsilon_2 < 3$.

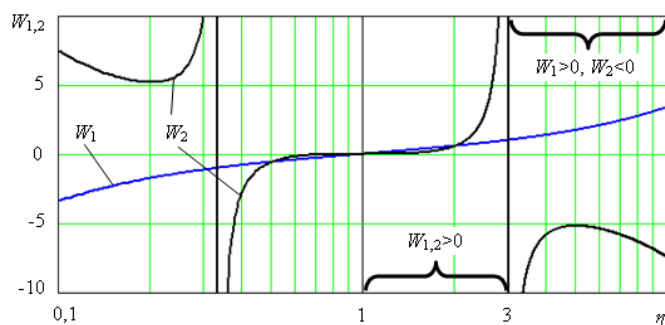


Рис. 2. Зависимости сопротивлений $W_{1,2}$ слоев от параметра η при $n_{1,2} > 0$

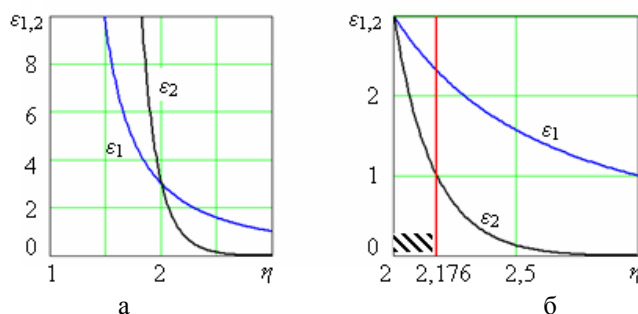


Рис. 3. Зависимости диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_{1,2}$ от параметра η :
а – общий вид; б – графики в области $2 < \eta < 3$

Оценим параметры диэлектрического DPS-поляризатора при $\varepsilon_2 \geq 1$. После подстановки значения $\varepsilon_2=1$ во вторую формулу в (4) и решения кубического уравнения относительно ε_1 получим, что для материала первого слоя должно выполняться условие $\varepsilon_1 > 2,314596$, при этом отношение крайних частот не превышает значения $\eta < 2,17546$ (заштрихованная область на рис. 3,б). Таким образом, для поляризаторов из двух “обычных” диэлектрических слоев предельно достижимая полоса рабочих частот немногим превышает октаву. При $\eta \rightarrow 3$ практическая реализация поляризатора становится проблематичной, так как $\varepsilon_1=1$, а $\varepsilon_2 \rightarrow 0$ и толщина нижнего слоя $d_2 \rightarrow \infty$.

Характерный вид частотных зависимостей диагональных элементов ПМР, для нескольких значений параметра η , представлен на рис. 4.

Графики соответствуют случаю нормального падения электромагнитной волны, при котором $S_{22}=S_{11}$. На характеристиках видны три провала, когда $|S_{11}|=0$, при этом два крайних из них – на частотах $f^{(1)}$ и $f^{(2)}$, когда тензор импеданса принимает вид (2), а средний провал – на частоте $(f^{(1)}+f^{(2)})/2$, и соответственно импеданс равен

$$\|Z_{pq}^0\| = \left\| \begin{array}{cc} 0 & 0 \\ 0 & \infty \end{array} \right\|.$$

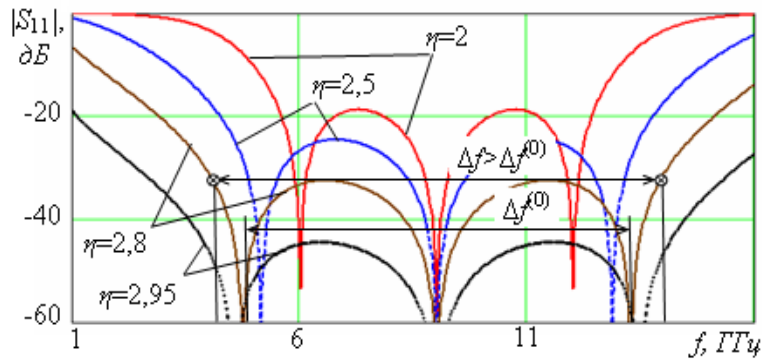


Рис. 4. Частотные зависимости $|S_{11}|$ поляризатора в области $\eta < 3$ ($\eta = 2 - \epsilon_1 = \epsilon_2 = 3$; $\eta = 2,5 - \epsilon_1 = 1,57, \epsilon_2 = 0,13$; $\eta = 2,8 - \epsilon_1 = 1,18, \epsilon_2 = 10^{-2}$; $\eta = 2,95 - \epsilon_1 = 1,04, \epsilon_2 = 4 \cdot 10^{-4}$)

Так как η задает лишь отношение крайних частот $f^{(1,2)}$, на которых $S_{11,22} = 0$, то полоса рабочих частот Δf по конечному уровню поляризационных потерь будет больше, чем $\Delta f^{(0)}$, определяемая по η (см. рис. 4). Например, при $\eta = 2,8$ полоса по уровню потерь -32 дБ примерно составляет от 4 до 14 ГГц. Интересно отметить, что с расширением полосы частот одновременно снижается уровень поляризационных потерь.

Рассмотрим теперь область $\eta > 3$ (см. рис. 2). В ней характеристическое сопротивление W_2 , рассчитанное по формуле (3), становится отрицательным. Такое противоречие устраняется, если показатели преломления $n_1 = \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$ и $n_2 = \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$ имеют разные знаки: – либо $n_1 > 0; n_2 < 0$, либо $n_1 < 0; n_2 > 0$. Это означает, что один из двух слоев поляризатора должен быть выполнен из DPS-материала, а другой – из метаматериала с отрицательным преломлением (из искусственного DNG-материала (doubly negative, $\epsilon < 0, \mu < 0$) [7–9]). Тогда при $\eta > 3$ оба сопротивления $W_{1,2}$ будут положительны. Отражательный поляризатор с DPS-слоем и DNG-слоем потенциально способен работать более чем в трехкратной полосе частот. Однако эта полоса ограничивается обязательной частотной дисперсией параметров DNG-слоя и заданным уровнем поляризационных потерь, так как теперь расширение полосы рабочих частот сопровождается не уменьшением, а ростом поляризационных потерь (частотные зависимости на рис. 5).

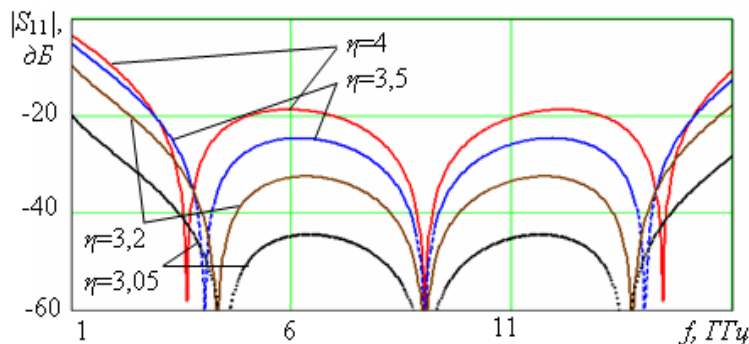


Рис. 5. Частотные зависимости $|S_{11}|$ поляризатора в области $\eta > 3$ ($\eta = 3,05 - \epsilon_1 = 0,96; \epsilon_2 = -3,5 \cdot 10^{-4}$; $\eta = 3,2 - \epsilon_1 = 0,86, \epsilon_2 = -4 \cdot 10^{-3}$; $\eta = 3,5 - \epsilon_1 = 0,7, \epsilon_2 = -1,5 \cdot 10^2$; $\eta = 4 - \epsilon_1 = 0,53, \epsilon_2 = -3 \cdot 10^2$; везде $\mu_2 = -1$)

Случай двух *DNG*-слоев с $\varepsilon_{1,2} < 0$ и $\mu_{1,2} < 0$ соответствует области $1/3 < \eta < 1$ на рис. 2 (т.е. когда $f^{(1)}$ больше, чем $f^{(2)}$) и не дает новых результатов по сравнению двух слоев, выполненных из *DPS*-материалов.

Когда нижний слой выполнен из *DNG*-материала с отрицательным показателем преломления, а верхний – из *DPS*, формулы (3) принимают вид

$$W_1 = \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{1 + \eta} \right); \quad \frac{|\mu_2|}{\sqrt{|\varepsilon_2||\mu_2|}} = \frac{2W_1^3}{W_1^2 - 1}.$$

Выражение для W_1 фактически не изменилось, но теперь у верхнего *DPS*-слоя $W_1 > 1$ и $\varepsilon_1 < \mu_1$. Для нижнего *DNG*-слоя, по крайней мере, должно выполняться $W_2 > 3\sqrt{3}$, т.е. $|\mu_2| > 27|\varepsilon_2|$. Расчетные зависимости магнитных проницаемостей слоев от η для разных $\varepsilon_{1,2}$ приведены на рис. 6.

Если верхним является *DNG*-слой и нижним *DPS*-слой, получим

$$W_1 = -\operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{1 + \eta} \right); \quad \frac{\mu_2}{\varepsilon_2} = \left(\frac{2W_1^3}{W_1^2 - 1} \right)^2.$$

Знак “–” перед котангенсом в выражении для W_1 обеспечивает физически необходимую положительность характеристического сопротивления $W_1 > 0$ при $n_1 < 0$, т.е. в случае изготовления верхнего слоя из *DNG*-материала.

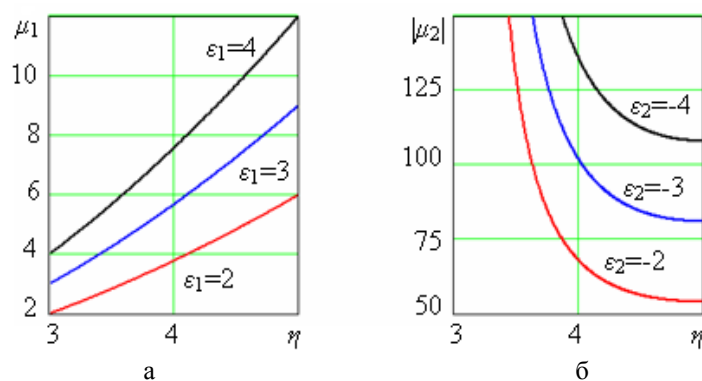


Рис. 6. Зависимости проницаемостей μ_1 , $|\mu_2|$ от параметра η :
а – верхний *DPS*-слой ($\varepsilon_1 > 0$; $\mu_1 > 0$); б – нижний *DNG*-слой ($\varepsilon_2 < 0$; $\mu_2 < 0$)

Соответственно на рис. 6 графики для $|\mu_1|$ и μ_2 поменяются местами, что, в частности, означает возможность использования метаматериалов с величинами $|\varepsilon_1|$ и $|\mu_1|$ примерно одного порядка. При этом нижний *DPS*-слой должен иметь большие значения магнитной проницаемости и соответственно показателя преломления. Поэтому толщина слоя d_2 будет мала и его можно выполнить, например, из магнитной пленки.

Таким образом, в работе проанализированы потенциальные возможности импедансных моделей двухслойных отражательных поляризаторов с анизотропно-проводящей решеткой, в том числе с применением метаматериалов. Сформулированы требования к параметрам *DNG*- и *DPS*-слоев, с помощью которых потенциально возможно получить твист-эффект в широкой полосе частот порядка 3...4 октав. Непременным условием является выполнение одного из слоев поляризатора из *DNG*-метаматериала со слабо выраженной дисперсией, другого слоя – из обычного *DPS*-магнитодиэлектрика.

Работа выполнена в Центре коллективного пользования «Прикладная электродинамика и антенные измерения» Южного федерального университета.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Семенихин А.И., Климов А.В. Расчет параметров и амплитудно-частотных характеристик отражательных поляризационных решеток // Материалы Междунар. конф. “Излучение и рассеяние ЭМВ” (ИРЭМВ-2003). – Таганрог. – 2003. – С. 142-144.
2. Петров Б.М., Семенихин А.И., Климов А.В. Рассеяние на цилиндре с анизотропным импедансом // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. – 1985. – № 2. – С. 74-78.
3. Семенихин А.И. Импедансная модель “черных” состояний цилиндрического интеллектуального покрытия на основе твист-эффекта // Антенны. – 2001. – Вып. 4 (50). – С. 20-26.
4. Семенихин А.И., Ильин И.В., Климов А.В. Плоские мультинарные и бинарные импедансные твист-покрытия // Материалы Всерос. конф. “Излучение и рассеяние ЭМВ” (ИРЭМВ-2001). – Таганрог, 2001. – С. 98-102.
5. Семенихин А.И., Климов А.В. Характеристики отражения и рассеяния одной модели анизотропных плоских и цилиндрических покрытий // Известия ТРТУ. – 2001. – № 3 (21). – С. 37-39.
6. Семенихин А.И. Преобразования тензора поверхностного импеданса в анизотропных многослойных структурах // Рассеяние электромагнитных волн: Труды ТРТИ. Вып. 41. – Таганрог, 1976. – С. 25-35.
7. Metamaterials: Physics and Engineering Explorations / Edited by N. Engheta and R.W. Ziolkowski. – Wiley-IEEE Press, 2006.
8. Sihvola A. Metamaterials in electromagnetic. Invited Review // Metamaterials. – 2007. – № 1. – P. 2-11.
9. Marques R., Martin F., Sorolla M. Metamaterials with negative parameters: theory, design and microwave applications. – Hoboken, New Jersey: Wiley, 2008.

Статью рекомендовал к опубликованию д.т.н., профессор Д.Д. Габриэлян.

Климов Алексей Владимирович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Южный федеральный университет»; e-mail: airpu@tgn.sfedu.ru; 347942, г. Таганрог, ул. Маршала СССР Г.К. Жукова, 37; тел.: 88634602348; кафедра антенн и радиопередающих устройств; к.т.н.; с.н.с.; доцент.

Семенихин Андрей Илларионович – e-mail: anilsem@mail.ru; 347928, г. Таганрог, ул. Москатова, 25, кв. 91; тел.: 88634671631; кафедра антенн и радиопередающих устройств; профессор; к.т.н.; доцент.

Klimov Aleksey Vladimirovich – Federal State-Owned Autonomy Educational Establishment of Higher Vocational Education “Southern Federal University”; e-mail: airpu@tgn.sfedu.ru; 37, Marshal USSR G.K. Jukov street, Taganrog, 347942, Russia; phone: +78634602348; the department of antennas and radio transmitters; cand. of eng. sc.; senior scientist; associate professor.

Semenikhin Andrey Illarionovich – e-mail: anilsem@mail.ru; 25, Moskatov street, ap. 91, Taganrog, 347928, Russia; phone: +78634671631; the department of antennas and radio transmitters; professor; cand. of eng. sc.; associate professor.