УДК 537.876.4(075.8)

# Материальные и волновые параметры композитных сред в режиме переходного поля

***В.Н. Митрохин, Д.С. Рыженко***

*Рассмотрены электродинамические свойства материальных и волновых параметров композитных сред в режиме волнового поля.*

**Ключевые слова**: диэлектрическая проницаемость, композитный материал, магнитная проницаемость, плазменная частота.

*Electrodynamic properties of the composite media material and wave parameters in the wavefield mode have been considered.*

**Keywords:** permittivity, composite material, permeability, plasma frequency.

Одно из самых перспективных направлений использования метаматериалов с отрицательным коэффициентом преломления связано с разработкой суперлинз, с помощью которых в будущем станет возможно получать изображения, не ограниченные так называемым дифракционным пределом разрешения, что актуально для детального изучения наноматериалов и композитных сред. Метаматериалы позволят также миниатюризировать существующие СВЧ- и КВЧ-устройства, представляет несомненный интерес их применение в медицинской технике и машиностроении. Кроме того, композитные среды, в частности, используются в виде покрытий различных объектов в технологии «СТЕЛС». Данная статья, в отличие от аналогичных работ, посвященных рассмотрению требований к этим покрытиям с точки зрения прочностных и защитных свойств структуры, посвящена только исследованиям электродинамических свойств материалов.

**Митрохин Владимир Николаевич**
доктор технических наук, профессор кафедры «Радиоэлектронные системы и устройства», главный научный сотрудник (НИИ РЭТ МГТУ им. Н.Э. Баумана)

**Рыженко Дмитрий Сергеевич**
аспирант кафедры «Радиоэлектронные системы и устройства» (МГТУ им. Н.Э. Баумана)

Разработчиков СВЧ-устройств и антенн в последнее время привлекают уникальные электродинамические свойства метаматериалов — композитных сред в виде металлических включений малых электрических размеров в диэлектрическую среду [4, 7, 8]. При этом композитная среда характеризуется эффективными значениями диэлектрической $\varepsilon_a$, магнитной проницаемостью $\mu_a$, удельной проводимостью $\sigma$.

Статья посвящена анализу свойств такой среды в режиме, когда $\varepsilon_a$, $\mu_a$ очень малы или стремятся к нулю в определенном частотном переходном режиме электромагнитного поля.

В соответствии с классической электронной теорией Х.А. Лоренца [11, 13] твердое вещество является системой, состоящей из узлов кристаллической решетки, внутри которой находится электронный газ. В свободном атоме или ионе центр тяжести электронного облака, усредненного во времени, совпадает с ядром. Электрический момент атома отсутствует. Внешнее электрическое поле напряженностью **E** вызывает смещение электронного облака относительно ядра и индуцирует в атоме электрический момент $\mathbf{p}^{э}$. При снятии внешнего поля электрические силы будут возвращать заряды в положение равновесия. Однако из-за наличия массы у частиц (электронов, ионов) и связанной с нею инерции движение частиц после снятия поля будет иметь осциллирующий характер. Пусть собственная частота колебаний для электронов, ответственных за переменную электрическую поляризацию, равна $\omega_0$. Тогда движение каждого из таких электронов в электрическом поле **E** можно описать уравнением осциллятора:

$$m\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2}+m\omega_0^2\mathbf{r}+m\gamma_э\frac{d\mathbf{r}}{dt}=e\mathbf{E}, \qquad (1)$$

где $e=1{,}6\times10^{-19}$Кл — заряд электрона; $m=9{,}1\times10^{-31}$ кг — его масса; **r** — вектор смещения электрона относительно положения равновесия. Слагаемые в левой части уравнения (1) представляют собой соответственно силу инерции, квазиупругую силу, стремящуюся возвратить электрон в положение равновесия $\mathbf{r}=0$, и диссипативную силу, которая пропорциональна скорости движения электрона $\frac{d\mathbf{r}}{dt}$ и обусловливает затухание колебаний; $\gamma_э$ — константа затухания, имеющая размерность частоты. В правой части рассматриваемого уравнения записана сила электрического поля, действующего на электрон.

Со смещением заряда $e$ на расстояние **r** связан дипольный электрический момент $\mathbf{p}^э=e\mathbf{r}$, поэтому уравнение (1) можно переписать в виде

$$\frac{d^2\mathbf{p}^э}{dt^2}+\omega_0^2\mathbf{p}^э+\gamma_э\frac{d\mathbf{p}^э}{dt}=\frac{e^2}{m}\mathbf{E}. \qquad (2)$$

Если напряженность электрического поля изменяется во времени по закону $\exp(i\omega t)$, то $\mathbf{p}^э\sim\exp(i\omega t)$ и уравнение (2) принимает вид

$$(-\omega^2+\omega_0^2+i\omega\gamma_э)\mathbf{p}^э=\frac{e^2}{m}\mathbf{E}.$$

Следовательно,

$$\mathbf{p}^э=\frac{e^2}{m}\frac{1}{\omega_0^2-\omega^2+i\omega\gamma_э}\mathbf{E}=\varepsilon_0\chi_0^э\mathbf{E}, \qquad (3)$$

где $\varepsilon_0=\frac{1}{36\pi}10^{-9}\Phi/M$ — электрическая постоянная; $\chi_0^э=\frac{e^2}{\varepsilon_0 m}\frac{1}{\omega_0^2-\omega^2+i\omega\gamma_э}$ (4) — поляризуемость одного осциллятора. Если в единице объема содержится $N$ таких осцилляторов, то соответствующая диэлектрическая восприимчивость равна

$$\chi^э=N\chi_0^э=\frac{\omega_{пэ}^2}{\omega_0^2-\omega^2+i\omega\gamma_э},$$

где $\omega_{пэ}=\sqrt{Ne^2/(\varepsilon_0 m)}$ — плазменная электрическая частота.

Обычно атомам (молекулам), из которых состоит вещество, можно поставить в соответствие несколько сортов осцилляторов, каждый из которых имеет собственную частоту $\omega_{0i}$ и относительное их число $F_i=N_i/N$. В этом случае полная диэлектрическая восприимчивость равна

$$\chi^э=\omega_{пэ}^2\sum_i F_i/(\omega_{0i}^2-\omega^2+i\omega\gamma_{эi}), \qquad (5)$$

где суммирование ведется по всем осцилляторам, которые вносят вклад в величины $\chi^э$ и $F_i$.

Как правило, $\omega_{0i} >> \gamma_{эi}$ и в этом случае частотная дисперсия восприимчивости $\chi^{э}$ особенно сильно проявляется вблизи собственных частот, т. е. при $\omega \approx \omega_{0i}$. В окрестностях этих частот она носит резонансный характер. Вблизи какой-то конкретной частоты ($\omega_{0i} = \omega_0$) другими (нерезонансными) членами в сумме (5) можно пренебречь, и поэтому при $\omega \approx \omega_0$ можно написать следующее приближенное выражение для диэлектрической проницаемости вещества:

$$\tilde{\varepsilon} = 1 + \chi^{э} = 1 + \frac{\omega_{пэ}^2 F}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{э}}, \qquad (6)$$

где $F$ — сила осциллятора с резонансной частотой $\omega_0$ и затуханием $\gamma_{э}$.

Диэлектрическая проницаемость $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon''$ и вблизи частоты $\omega \approx \omega_0$ с учетом (6) принимает вид [1, 2, 6, 7]:

$$\varepsilon' = 1 + \frac{F\omega_{пэ}^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_{э}^2},$$

$$\varepsilon'' = \frac{F\omega\omega_{пэ}^2\gamma_{э}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_{э}^2}. \qquad (7)$$

Известны несколько частных случаев модели Х.А. Лоренца. Так, например, если инерционный член в уравнениях (1), (2) мал по сравнению с другими членами, то получаем модель П. Дебая:

$$\gamma_{э}\frac{d\mathbf{p}^{э}}{dt} + \omega_0^2\mathbf{p}^{э} = \frac{e^2}{m}\mathbf{E}, \;\; \chi^{э} = \frac{\omega_{пэ}^2}{\omega_0^2 + i\omega\gamma_{э}}. \qquad (8)$$

Если же упругая сила в (1), (2) незначительна, то получается модель П. Друде:

$$\frac{d^2\mathbf{p}^{э}}{dt^2} + \gamma_{э}\frac{d\mathbf{p}^{э}}{dt} = \frac{e^2}{m}\mathbf{E}, \;\; \chi^{э} = \frac{\omega_{пэ}^2}{-\omega^2 + i\gamma_{э}\omega}. \qquad (9)$$

Как видим из сравнения выражений (7)—(9), только модели Х.А. Лоренца и П. Друде могут описывать отрицательные значения диэлектрических проницаемостей. Поскольку модель Х.А. Лоренца является резонансной, действительная часть электрической восприимчивости оказывается отрицательной в узком частотном диапазоне вне резонансной частоты. С другой стороны, модель П. Друде может описать отрицательную действительную часть диэлектрической проницаемости в виде

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_{пэ}^2}{\omega^2 + \gamma_{э}^2}, \;\; \varepsilon'' = \frac{\gamma_{э}}{\omega}\frac{\omega_{пэ}^2}{\omega^2 + \gamma_{э}^2} \qquad (10)$$

в довольно широком диапазоне частот, определяемом неравенством

$$\omega < \sqrt{\omega_{пэ}^2 - \gamma_{э}^2}.$$

Аналогичные модели могут быть построены для определения магнитных параметров вещества. В этом случае магнитные диполи физически возникают из магнитных моментов $\mathbf{p}^{м}$ элементарных рамок с токами, математически описываемых с помощью фиктивного магнитного заряда и тока, аналогичных электрическому случаю. Соответствующие уравнения движения для вектора магнитного момента $\mathbf{p}^{м}$ и выражений для магнитной восприимчивости с помощью принципа перестановочной двойственности $\mathbf{E} \to \mathbf{H}$, $\mathbf{p}^{э}/\varepsilon_0 \to \mathbf{p}^{м}$. После этого магнитная проницаемость определяется выражениями $\mu = 1 + \chi^{м}$, $\mu_a = \mu_0(1 + \chi^{м})$, где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн / м — магнитная постоянная. В частности, для модели Х.А. Лоренца получаем

$$\tilde{\mu} = 1 + \frac{F\omega_{пм}^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{м}},$$

где $\omega_{пм}$ — магнитная плазменная частота; тогда

$$\mu' = 1 + \frac{F\omega_{пм}^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_{м}^2},$$

$$\mu'' = \frac{F\omega\omega_{пм}^2\gamma_{м}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_{м}^2}. \qquad (11)$$

Удельная проводимость вещества определяется формулами П. Друде [10, 12]:

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\gamma_{э}}, \;\; \sigma_0 = \frac{Ne^2}{m\gamma_{э}}. \qquad (12)$$

При расчете волновых параметров веществ необходимо правильно выбрать результат извлечения квадратного корня из диэлектрической и магнитной проницаемостей при их отрицательных значениях. Следуя [14] при $\varepsilon_a < 0, \mu_a < 0$, имеем:

$$\sqrt{\varepsilon_a} = \sqrt{\varepsilon'_a - i\varepsilon''_a} = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 - i\varepsilon''_a} \approx$$
$$\approx -i\left[\sqrt{|\varepsilon\varepsilon_0|} + i\varepsilon''_a / \left(2\sqrt{|\varepsilon\varepsilon_0|}\right)\right],$$
$$\sqrt{\mu_a} = \sqrt{\mu'_a - i\mu''_a} = \sqrt{\mu\mu_0 - i\mu''_a} \approx$$
$$\approx -i\left[\sqrt{|\mu\mu_0|} + i\mu''_a / (2\sqrt{|\mu\mu_0|})\right]. \quad (13)$$

Для волнового числа $k$ и волнового сопротивления $Z$ это ведет к следующим выражениям:

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon_a}\sqrt{\mu_a} \approx -k_0\sqrt{|\varepsilon|}\sqrt{|\mu|}\times$$
$$\times\left\{1 + i\frac{1}{2}\left[\varepsilon''_a / (|\varepsilon|\varepsilon_0) + \mu''_a / (|\mu|\mu_0)\right]\right\},$$
$$Z = \frac{\sqrt{\mu_a}}{\sqrt{\varepsilon_a}} \approx Z_0\frac{\sqrt{|\mu|}}{\sqrt{|\varepsilon|}}\times$$
$$\times\left\{1 + i\frac{1}{2}\left[\mu''_a / (|\mu|\mu_0) - \varepsilon''_a / (|\varepsilon|\varepsilon_0)\right]\right\}, \quad (14)$$

где $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ — волновое число свободного пространства; $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ — волновое сопротивление свободного пространства.

Показатель преломления при этом вычисляется с помощью следующей формулы:

$$n = \frac{kc}{\omega} = \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_0}}\sqrt{\frac{\mu_a}{\mu_0}} =$$
$$= -\left[\left(|\varepsilon||\mu| - \frac{\varepsilon''_a\mu''_a}{\varepsilon_0\mu_0}\right) + i\left(\frac{\varepsilon''_a|\mu|}{\varepsilon_0} + \frac{\mu''_a|\varepsilon|}{\mu_0}\right)\right]^{1/2} \approx$$
$$\approx -\sqrt{|\varepsilon|}\sqrt{|\mu|}\times$$
$$\times\left\{1 + i\frac{1}{2}\left[\varepsilon''_a / (|\varepsilon|\varepsilon_0) + \mu''_a / (|\mu|\mu_0)\right]\right\}, \quad (15)$$

где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ — скорость света в свободном пространстве.

Из выражений (14) и (15) видно, что при одновременно отрицательных значениях действительных частей диэлектрической и магнитной проницаемостей волновое число в веществе меняет свое значение на противоположное. Показатель преломления среды в этом случае становится отрицательным.

Возможность материальных сред принимать отрицательные значения параметров как естественного, так и искусственного происхождения позволяет провести следующую классификацию сред [7]:

1. Среда с $\varepsilon > 0$, $\mu > 0$ называется дважды положительной (ДП), в зарубежной литературе обозначается DPS. Примером служат обычные диэлектрики, в которых распространяются прямые волны.

2. Среда с $\varepsilon < 0$, $\mu > 0$ называется эпсилон-отрицательной (ЭО), в зарубежной литературе обозначается ENG. Примером является плазма и благородные металлы, в которых электромагнитное поле носит затухающий характер, волновой процесс отсутствует.

3. Среда с $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$ называется дважды отрицательной (ДО), в зарубежной литературе обозначается DNG. Примером являются метаматериалы, киральные среды, фотонные кристаллы, в которых распространяются обратные волны.

4. Среда с $\varepsilon > 0$, $\mu < 0$ называется мю-отрицательной (МО), в зарубежной литературе обозначается MNG. Примером являются гиротропные магнитные материалы в диамагнитном режиме, в которых электромагнитное поле носит затухающий характер, волновой процесс отсутствует.

Для анализа материальных и волновых параметров в режиме переходного поля воспользуемся макроскопическими уравнениями Максвелла для средних значений напряженностей полей, зарядов и токов [1, 2, 6, 11]:

$$\mathrm{rot}\mathbf{E} = -i\omega\mu_a\mathbf{H},$$
$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = -i\omega\varepsilon_a\mathbf{E} + \mathbf{j},\ \mathrm{div}(\varepsilon_a\mathbf{E}) = \rho,$$
$$\mathrm{div}(\mu_a\mathbf{H}) = 0. \quad (16)$$

Когда $\mathrm{Re}[\varepsilon_a(\omega)] \approx 0$ и $\mathrm{Re}[\mu_a(\omega)] \approx 0$, уравнения (16) упрощаются:

$$\mathrm{rot}\mathbf{E} = 0,\ \mathrm{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j},\ \mathrm{div}(\varepsilon_a\mathbf{E}) = 0,\ \mathrm{div}(\mu_a\mathbf{H}) = 0. \quad (17)$$

Уравнения с дивергенциями в среде с нулевым показателем преломления удовлетворяются автоматически, если поля конечны. Векторы **E** и **H** изменяются по гармоническому закону с частотой $\omega$, а в пространстве удовлетворяют уравнениям Лапласа и Пуассона, т. е. волнового процесса нет, но поле остается динамическим во времени. Таким образом, в среде с нулевым показателем преломления электромагнитное поле является квазистатическим и удовлетворяет уравнениям (17).

Широко известен другой тип метаматериалов, имеющих малые положительные или малые отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей, называемые $\varepsilon$-близкие к нулю (ENZ)-материалы и $\mu$-близкие к нулю (MNZ)-материалы. В таких случаях напряженности полей удовлетворяют уравнениям Гельмгольца.

В частности, для ENZ-материала из (16) получаем

$$\Delta\mathbf{E} + \varepsilon(\omega)k_0^2\mu\mathbf{E} = 0. \tag{18}$$

При $\varepsilon(\omega) > 0$ решение этого уравнения имеет волновой характер, а при $\varepsilon(\omega) < 0$ волнового процесса нет, поле имеет квазистатический характер. В этом случае при $\varepsilon \to 0$ (или при $\omega \to \omega_{пэ}$, если воспользоваться представлением Друде для диэлектрической проницаемости) мы имеем точку поворота (или точку бифуркации) $\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\omega_{пэ})$ дифференциального уравнения (18). Поле в этом случае от волнового, например, в среде DPS переходит к квазистатическому в ENZ-среде, и его называют переходным. Как известно [2, 3], эффективность излучения антенн малых электрических размеров может быть увеличена путем компенсации реактивной энергии вблизи источника, и тогда ENZ-материал может быть использован для компенсации реактивной энергии источника типа элементарного электрического диполя в DPS-среде.

Для MNZ-материала из (16) получаем

$$\Delta\mathbf{E} + \mu(\omega)k_0^2\varepsilon\mathbf{E} = 0. \tag{19}$$

При $\mu(\omega) > 0$ решение этого уравнения имеет волновой характер, а при $\mu(\omega) < 0$ волнового процесса нет, поле имеет квазистатический характер. При $\mu \to 0$ (или при $\omega \to \omega_{мэ}$, если воспользоваться представлением Лоренца для магнитной проницаемости) мы имеем точку поворота (или точку бифуркации) $\mu(\omega) = \mu(\omega_{пм})$ дифференциального уравнения (19). Поле в этом случае от волнового, например, в DPS-среде переходит к квазистатическому в MNZ-среде, и его также называют переходным. В этом случае эффективность излучения антенны малых электрических размеров может быть увеличена путем компенсации реактивной энергии вблизи источника типа элементарного магнитного диполя в DPS-среде с помощью MNZ-материала.

Таким образом, внесение в ближнюю зону антенны ENZ- или MNZ-материалов снижает реактивную часть энергии структуры и способствует трансформации мощности генератора в излученную мощность антенны. С помощью ENZ- и MNZ-метаматериалов разработаны плоские и конформные антенны вытекающей волны с малыми, так называемыми субволновыми, поперечными сечениями [9, 10].

Для DNG-материала из (16) получаем

$$\Delta\mathbf{E} + \varepsilon(\omega)\mu(\omega)k_0^2\mathbf{E} = 0. \tag{20}$$

Здесь при $\varepsilon(\omega) > 0, \mu(\omega) > 0$ одновременно решение этого уравнения имеет волновой характер — распространяются прямые волны. При $\varepsilon(\omega) < 0, \mu(\omega) < 0$ одновременно, решение уравнения (20) также имеет волновой характер, но распространяются обратные волны. Если же $\varepsilon(\omega) \to 0, \mu(\omega) \to 0$ одновременно мы имеем точку поворота (или точку бифуркации) дифференциального уравнения (20) в виде коэффициента преломления среды, обращающегося в нуль, т. е. $n(\omega) \to 0$. Поле в этом случае от волнового в DPS-среде (прямые волны) переходит в этой точке к волновому в DNG-среде (обратные волны) и его также будем называть переходным. В этом случае при соответствующей реализации DNG-метаматериала на определенной частоте постоянная распространения $k$ (14) как функция частоты будет проходить через нуль (что дает нулевой коэффициент преломления) с ненулевым наклоном к частотной оси (что дает ненулевую групповую скорость) при переходе из области DNG в область DPS. Это явление используется в антенной технике для получения остронаправленного луча [13]. Рассмотрим, например, линейный источник в центре пластины из согласованного DNG-материала с близким к нулю коэффициентом преломления ($Z = \sqrt{\mu_a(\omega)/\varepsilon_a(\omega)} = Z_0, \mu(\omega) \to 0, \varepsilon(\omega) \to 0,$ $n(\omega) \to 0$). Цилиндрическая волна, созданная линейным источником, будет формировать поле обратной волны в пластине. Из закона Снелля известно, что волны, выходящие из пластины DNG, будут иметь угол преломления $\theta_e$ стремящимся к нулю для любого угла падения $\theta_i$ при коэффициенте преломления среды падения $n_i \to 0$:

$$\theta_e = \arcsin\left(\frac{n_i}{n_e}\sin\theta_i\right) \to 0.$$

Это означает, что поле, излученное из любой пластины с нулевым показателем преломления, ортогонально раскрыву, из которого оно излучается. Другими словами, цилиндрическая волна, создаваемая линейным источником, будет преобразована в волну с плоским волновым фронтом.

Свойства переходного поля DNG — DPS-структур с нулевым коэффициентом преломления реализованы в ряде функциональных устройств СВЧ, в частности в фазовращателях, направленных ответвителях, компактных резонаторах. Кроме того, эти свойства используются в материалах с электронной запрещенной зоной (EBG-материалы) на основе периодических структур, обнаруживающих широкие полосы пропускания и подавления в СВЧ-диапазоне [5]. С помощью переходных полей DPS — DNG- и ENG — MNG-структур созданы коаксиальные цилиндрические или сферические оболочки, обволакивающие диэлектрические или металлические цилиндры или сферы и позволяющие сделать объект прозрачным в определенном диапазоне частот. Это значит, что полный эффективный поперечник рассеяния объекта может быть значительно уменьшен, и такой предмет становится существенно «невидимым» [12].

Таким образом, анализ материальных и волновых параметров композитных сред в режиме переходного поля еще раз подтверждает возможности создания функциональных устройств СВЧ и антенн, обладающих электродинамическими свойствами, не реализуемыми с помощью обычных материальных сред.

**Список литературы**


1. *Нефедов Е.И.* Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства: Учеб. пособие. М.: Академия, 2010. 320 с.
2. *Митрохин В.Н.* Электродинамика и распространение радиоволн: Учеб. пособие. М.: Рудомино, 2010. 208 с.
3. *Панченко Б.А., Гизатуллин М.Г.* Наноантенны. М.: Радиотехника, 2010. 96 с.
4. *Митрохин В.Н., Рыженко Д.С.* Использование метаматериалов в устройствах СВЧ // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. Спец. вып. «Антенны и устройства радио и оптического диапазонов». 2009. С. 118—123.
5. *Братчиков А.Н.* EBG-материалы (электронные кристаллы) в антенной и СВЧ-технике. М.: Радиотехника, 2009. 72 с.
6. *Голубева Н.С., Митрохин В.Н.* Основы радиоэлектроники сверхвысоких частот: Учеб. пособие. 2-е изд., стереотип. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. 488 с.
7. *Митрохин В.Н.* Электродинамические свойства метаматериалов: Учеб. пособие / Под ред. Н.А. Бея. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. 48 с.
8. *Сихвола А., Третьяков С.А., де Баас А.* Метаматериалы с экстремальными материальными параметрами // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. № 9. С. 1066—1071.
9. *Alu A., Bilotti F., Engheta N., Vegni L.* Subwave length Planar Leaky — Wave Components With Metamaterial // IEEE Trans. Ant. and Propag. 2007. V. 55. № 3. Pp. 882—890.
10. *Alu A., Bilotti F., Engheta N., Vegni L.* Theory and Simulations of Conformal Oni — Directional Subwavelength Metamaterial Leaky — Wave Antenna // IEEE Trans. Ant. and Propag. 2007. V. 55. № 6. Pp. 1698—1708.
11. *Митрохин В.Н.* Электродинамические свойства материальных сред: Учеб. пособие. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 120 с.
12. *Alu A., Engheta N.* Achieving transparency with plasmonic coating // Phys. Rev. E., 2005. V. 72. № 016623.
13. Физика: Энциклопедия / Под ред. Ю.В. Прохорова. М.: Большая Российская. энциклопедия, 2003. 944 с.
14. *Enoch S., Tayeb G., Safouroux P., Guevin N., Vincent P.* A Metamaterial for Directive Emission // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. № 21. Pp. 213902—1—213902-4.
15. *Ziolkowski R.W. and Heymap E.* Wave propagation in media having negative permittivity and permeability // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. № 5. 056625.


Статья поступила в редакцию 14.01.2011 г.