

# Изотропный метаматериал на основе сегнетокерамических сферических включений

© И.Б. Вендик, О.Г. Вендик, М.А. Одит

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ),  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: maodit@mail.eltech.ru

Рассматривается метаматериал, образованный двумя типами диэлектрических сферических частиц разного диаметра. Частицы изготовлены из сегнетокерамики с большим значением диэлектрической проницаемости ( $\epsilon \geq 400$ ), за счет чего электромагнитное поле внутри частиц подчиняется законам электродинамики, а поле вне частиц может рассматриваться в электро- или магнитостатическом приближении. Анализируется зависимость свойств исследуемой структуры от параметров сегнетокерамики, а также от геометрических размеров частиц. Приведены результаты экспериментального исследования сегнетокерамических резонаторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках проекта № 500 252 „Метаморфоза“ 6-й Рамочной программы Европейского Союза.

PACS: 41.20.Jb, 94.05.Pt

## 1. Введение

В настоящее время большой интерес вызывает новый класс материалов, так называемых метаматериалов [1–4], обладающих уникальными свойствами в определенном частотном диапазоне, в частности, отрицательными магнитной и диэлектрической проницаемостями. Метаматериалы — это искусственные композитные среды, состоящие из диэлектрических или проводящих элементов, образующих регулярную структуру, характеризующуюся отрицательной эффективной диэлектрической и магнитной проницаемостями ( $\epsilon$  и  $\mu$ ) и соответственно отрицательным коэффициентом преломления. В большинстве случаев подобные искусственные материалы образованы резонансными частицами. В метаматериалах наблюдается отрицательная дисперсия, и распространяющаяся волна является обратной. Свойства метаматериалов проявляются в ограниченном частотном диапазоне [5]. На их основе возможна разработка уникальных устройств [6], таких как плоские электромагнитные линзы, не имеющие дифракционного предела (суперлинзы) [7], маскирующие оболочки [8–10] и др., что и вызывает повышенный интерес к их практической реализации.

## 2. Изотропный метаматериал

Идея использования сферических диэлектрических резонаторов была впервые изложена в работе [11]. В данном случае в качестве частиц, формирующих метаматериал, рассматривались резонаторы из материала с одновременно высокими значениями диэлектрической и магнитной проницаемости (подобные материалы реализовать практически невозможно). В 2004 г. была предложена модель изотропного метаматериала, состоящего из сегнетоэлектрических сферических частиц, в которых возбуждаются резонансные моды  $H_{111}$  и  $E_{111}$  [12,13].

Такая модель пригодна для практического изготовления структуры, поскольку в этом случае предлагалось использовать сферические частицы, изготовленные из материала с большим значением диэлектрической проницаемости  $\epsilon = 400–1000$ , тогда как магнитная проницаемость могла быть равна проницаемости вакуума. Высокие значения диэлектрической проницаемости необходимы для обеспечения резонанса в сферических компонентах при условии, что размеры самих элементов много меньше длины волны в окружающей среде. В качестве материала для изготовления таких частиц была выбрана сегнетокерамика, обладающая высоким значением диэлектрической проницаемости и приемлемым уровнем потерь.

Рассмотрим структуру, содержащую две подрешетки диэлектрических сфер, в которых возбуждаются резонансные моды  $H_{111}$  и  $E_{111}$ . Примем, что подрешетки сферических частиц, имеющих разные радиусы, организованы в виде структуры NaCl (рис. 1). Размер элементарной ячейки  $s \geq 4(a_1 + a_2)$ . Радиусы сфер выбираются из условия равенства резонансных частот соответствующих резонансных мод.

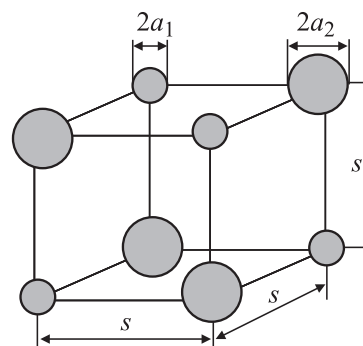
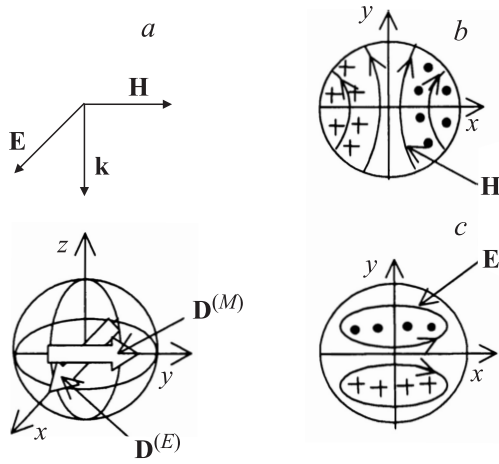
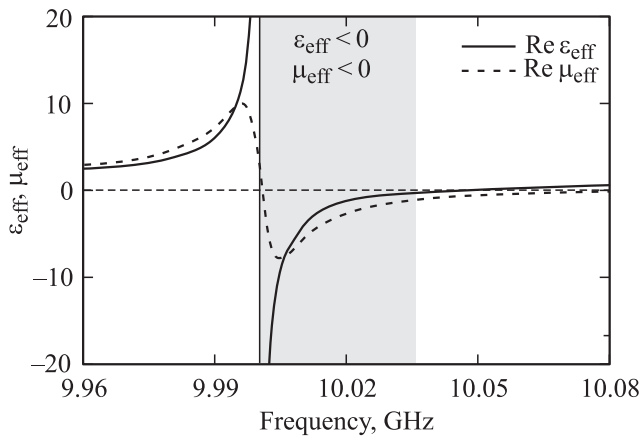


Рис. 1. Модель изотропного метаматериала в виде структуры молекулы NaCl.



**Рис. 2.** Плоская электромагнитная волна и индуцированные электрический и магнитный диполи внутри сферического резонатора (а), а также распределение внутри резонатора электромагнитных полей для резонансов с магнитным (b) и электрическим (c) типом полей.



**Рис. 3.** Частотная зависимость эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей метаматериала для резонаторов с радиусами  $a_1 = 0.748$  mm,  $a_2 = 1.069$  mm, периодом структуры  $s = 4$  mm, диэлектрической проницаемостью резонаторов  $\epsilon_1 = 400$  и  $\text{tg} \delta = 10^{-3}$ , а также матрицы ( $\epsilon_2 = 1$ ), в которой они расположены.

Рассмотрим дифракцию на сферической частице плоской электромагнитной волны с амплитудой электрического поля  $E_0$ , линейно поляризованную вдоль оси  $x$ . Волна распространяется вдоль оси  $z$  в матрице с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  и волновым числом  $k_2$  (рис. 2).

Решение задачи дифракции [14–17] позволяет найти распределение электромагнитного поля внутри сферических резонаторов  $\mathbf{E}^{(t)}(r, \theta, \varphi)$  и  $\mathbf{H}^{(t)}(r, \theta, \varphi)$ . Распределение электрической и магнитных компонент поля для резонансов с магнитным и электрическим типами полей показано соответственно на рис. 2, b, c. Электрический дипольный момент сферической частицы, ориентированный вдоль оси  $x$ , и магнитный дипольный момент

сферической частицы, ориентированный вдоль оси  $y$  (рис. 2, a), находим путем интегрирования полей по объему сферы.

Усредненная макроскопическая намагниченность и усредненная макроскопическая диэлектрическая поляризация могут быть найдены как соответствующий дипольный момент, деленный на объем, занимаемый ячейкой, в которой находятся частицы. Соответственно эффективная диэлектрическая и магнитная проницаемости среды получаются в следующем виде:

$$\epsilon_{\text{eff}}(\omega) = \frac{4}{3} \pi a_2^3 \frac{2}{s^3} \epsilon_1 b_1^{(t)}(k_1 a_2) I(k_1 a_2), \quad (1)$$

$$\mu_{\text{eff}}(\omega) = \frac{4}{3} \pi a_1^3 \frac{2}{s^3} \sqrt{\epsilon_1} a_1^{(t)}(k_1 a_1) I(k_1 a_1), \quad (2)$$

где  $a_1$  и  $a_2$  — радиусы сферических частиц,  $a_2 > a_1$ ,  $a_1^{(t)}$  и  $b_1^{(t)}$  — амплитуды сферических волновых функций,  $\epsilon_1$  — диэлектрическая проницаемость материала частиц,  $I(\xi)$  — результат интегрирования по объему частиц.

Частотная зависимость  $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$  и  $\mu_{\text{eff}}(\omega)$  определяется частотной зависимостью амплитуд мод  $a_1^{(t)}$  и  $b_1^{(t)}$ , возбужденных в сферических частицах:  $H_{111}$  в частицах меньшего радиуса  $a_1$  и  $E_{111}$  в частицах большего радиуса  $a_2$ . Радиусы частиц  $a_1$  и  $a_2$  выбираются из условия равенства резонансных частот двух мод.

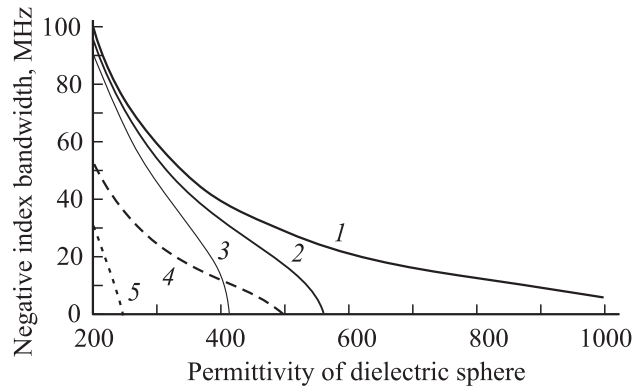
На рис. 3 показана частотная зависимость  $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$  и  $\mu_{\text{eff}}(\omega)$  [16].

В заштрихованной частотной области диэлектрическая и магнитная проницаемости отрицательны, что сопровождается отрицательной дисперсией среды. Электромагнитная волна, распространяющаяся в такой среде, является обратной.

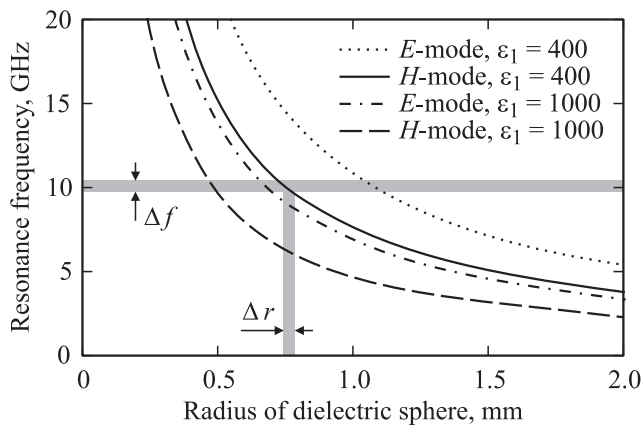
### 3. Требования к свойствам диэлектрического материала

Важное значение имеет зависимость свойств проектируемого метаматериала от параметров материала сферических резонаторов. Такими параметрами можно считать значение диэлектрической проницаемости и уровень потерь. Расчеты показывают, что с увеличением диэлектрической проницаемости ширина частотного диапазона, в котором искусственная среда проявляет требуемые свойства, уменьшается. Кроме того, увеличение потерь в сегнетоэлектрике также ведет к сужению полосы рабочего диапазона частот (рис. 4). Очевидно, что при достаточно большом уровне потерь метаматериал перестанет проявлять соответствующие свойства.

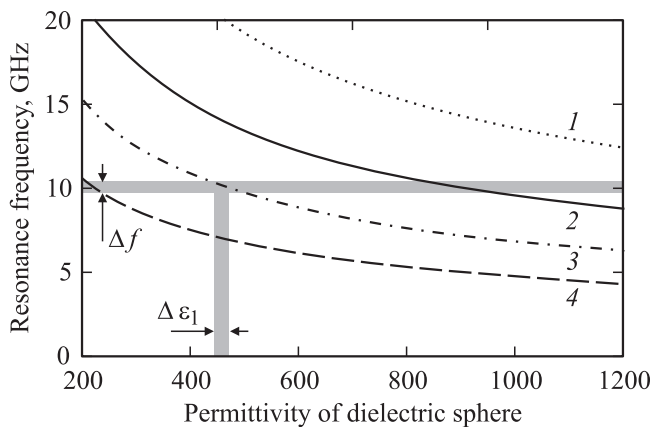
Процесс изготовления сегнетоэлектрических сферических частиц связан с определенной погрешностью. Эта погрешность возникает в первую очередь в значениях диэлектрической проницаемости материала, а также в процессе обработки и изготовления самих резонаторов — в их геометрических размерах. Можно оценить



**Рис. 4.** Зависимость ширины частотного диапазона с отрицательной дисперсией от диэлектрической проницаемости материала частиц для значений центральной рабочей частоты 10 (1–3) и 15 GHz (4, 5) и уровня потерь  $\text{tg } \delta = 0.001$  (1, 4), 0.003 (2, 5) и 0.005 (3).



**Рис. 5.** Зависимость резонансной частоты от радиуса сферического резонатора для  $\epsilon_1 = 400$  и 1000. Отмечены диапазоны  $\Delta f = 32$  MHz,  $\Delta r = 3$   $\mu\text{m}$ .



**Рис. 6.** Зависимость резонансной частоты от диэлектрической проницаемости материала сферического резонатора с радиусом  $r = 0.5$  (1, 2) и 1 mm (3, 4). Отмечены диапазоны  $\Delta f = 32$  MHz и  $\Delta \epsilon_1 = 5$ . 1, 3 — E-мода, 2, 4 — H-мода.

допустимый уровень погрешности, используя формулу для электрического радиуса сферических частиц

$$\rho = \frac{k_1 a}{N}, \quad (3)$$

где  $a$  — радиус частицы,  $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_1 \mu_1}$  — волновой вектор,  $N = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}$ . Выражение (3) можно переписать следующим образом:

$$f = \frac{N \rho}{2 \pi a \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_1 \mu_1}}, \quad (4)$$

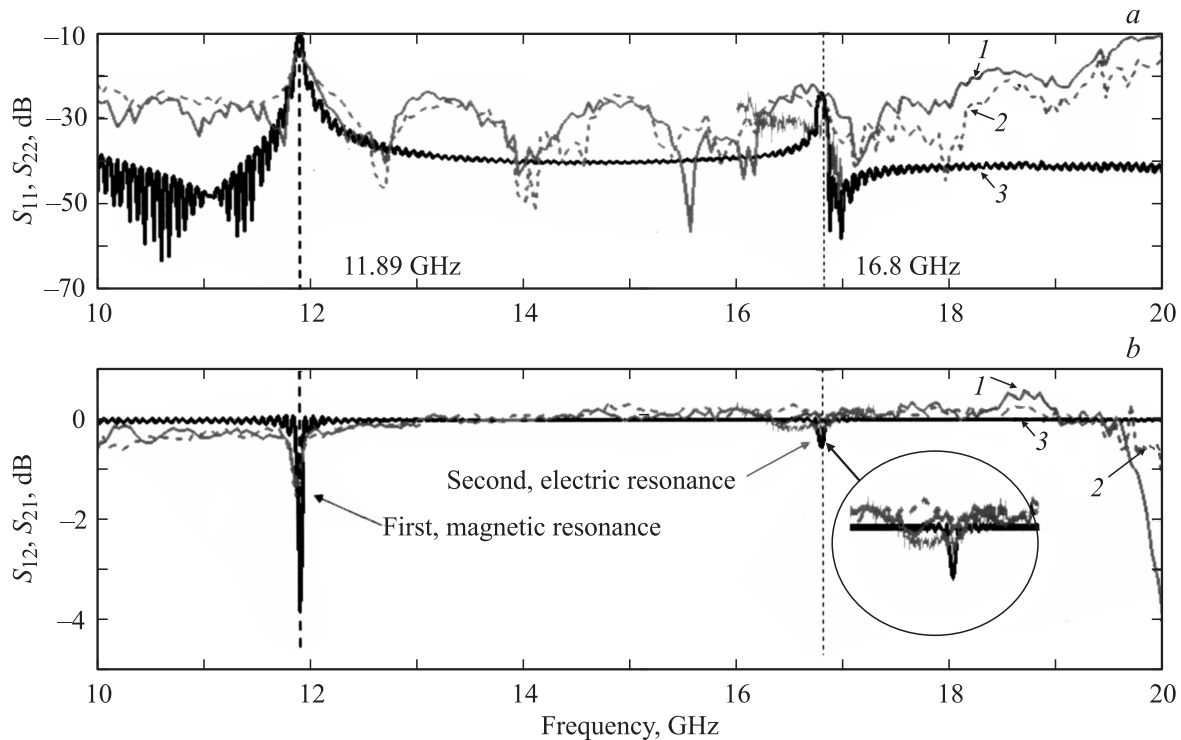
где  $f$  — частота электромагнитных колебаний. Переменными величинами в данном выражении будут радиус частицы  $a$  и ее относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_1$ . Значение электрического радиуса  $\rho$  определяется резонансной частотой для электрического или магнитного типа колебаний.

Зависимость резонансной частоты от радиуса частиц и их диэлектрической проницаемости приведена на рис. 5 и 6. Если предположить, что случайные отклонения от требуемой величины могут быть как в большую, так и в меньшую сторону, то можно принять, что эти отклонения не должны вызывать уход рабочей частоты на величину, большую половины диапазона, определяемого графиком на рис. 4. Так, для сферических частиц с радиусами 0.5 и 1 mm и рабочей частотой 10 GHz половина ширины рабочей области с отрицательной дисперсией будет равна 16 MHz. Это означает, что, например, для сферических частиц с  $\epsilon_1 = 400$  и  $\text{tg } \delta = 0.003$  с резонансной частотой  $f = 10$  GHz отклонение от требуемой величины радиуса  $r = 1$  mm не должно превышать 1.5  $\mu\text{m}$ . Такие же высокие требования по точности предъявляются и к самой диэлектрической проницаемости: для приведенного примера диэлектрическая проницаемость должна быть в пределах  $400 \pm 3$ .

#### 4. Экспериментальное исследование

С целью проверки справедливости изложенной теории была изготовлена серия образцов из сегнетокерамики на основе  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  (BSTO) [18] с параметрами  $\epsilon = 378$  и  $\text{tg } \delta \approx 0.004$ . Образцы изготавливались из материала в форме таблеток, которые нарезались в кубики и далее доводились до сферической формы нужных размеров абразивной обработкой. Диэлектрическая проницаемость характеризуется неоднородным распределением по объему керамического материала. Поэтому оптимальным способом получения нескольких образцов с близкими резонансными частотами является индивидуальный подбор соответствующих размеров для каждого образца.

Экспериментальное исследование резонансных свойств сферического диэлектрического резонатора проводилось в прямоугольном волноводе [19]. Результаты измерений одного из образцов приведены на рис. 7 в



**Рис. 7.** Результаты экспериментального исследования сегнетокерамического сферического резонатора. *a* — коэффициенты отражения для сферического резонатора в волноводе: данные измерений  $S_{11}$  (1),  $S_{22}$  (2) и компьютерного моделирования  $S_{11} = S_{22}$  (3); *b* — коэффициенты передачи для сферического резонатора в волноводе: данные измерений  $S_{12}$  (1),  $S_{21}$  (2) и компьютерного моделирования  $S_{12} = S_{21}$  (3).

сравнении с результатами расчета. Резонанс магнитного типа, соответствующий основной моде в диэлектрической сфере ( $f_1 = 11.89$  GHz), отчетливо проявляется в виде резонансного пика, в то время как резонанс электрического типа ( $f_2 = 16.8$  GHz) выражен гораздо слабее. Резонансная диэлектрическая сфера на частоте  $f_1$  формирует магнитный диполь и определяет эффективную отрицательную магнитную проницаемость среды, а на частоте  $f_2$  формируется электрический диполь, ответственный за отрицательную диэлектрическую проницаемость среды. Следует ожидать, что слабо выраженный резонансный отклик электрического диполя приведет к меньшему вкладу этих резонаторов в отрицательную диэлектрическую проницаемость метаматериала на решетке диэлектрических резонаторов по сравнению с эффективной магнитной проницаемостью.

Численное электродинамическое моделирование показало, что решетка из магнитных диполей на сферах с магнитным резонансом ведет себя как среда с эффективной отрицательной магнитной проницаемостью и обеспечивает непроникновение волны в резонансной области, в то время как решетка из электрических диполей на сферах с электрическим резонансом демонстрирует слабые резонансные свойства, и волна проходит через эту среду, испытывая небольшое ослабление. В связи с этим была предложена модель метаматериала, состоящая из одинаковых диэлектрических сферических резонаторов

с магнитным резонансом, где для возбуждения электрического диполя следует использовать связь резонаторов друг с другом.

## 5. Заключение

Изучение метаматериалов для применения их в устройствах СВЧ является перспективным и интересным направлением научных исследований. Для изготовления изотропного объемного метаматериала можно применять сферические диэлектрические резонаторы, упорядоченные в кубическую структуру. Для получения среды с отрицательной дисперсией можно использовать два типа резонаторов или одинаковые резонаторы, расположенные в непосредственной близости и взаимодействующие друг с другом. В качестве материала для изготовления диэлектрических частиц целесообразно использовать сегнетокерамику, которая обладает высоким значением диэлектрической проницаемости и невысоким уровнем СВЧ-потерь. Для обеспечения необходимых свойств создаваемого метаматериала необходимо предъявлять высокие требования к точности изготовления керамических резонаторов, составляющих метаматериал. Оптимальным способом является выбор необходимых образцов с требуемой рабочей резонансной частотой из общего количества изготовленных резонаторов.

Авторы выражают признательность Е.А. Ненашевой за предоставление сегнетокерамики и Ю.М. Яковлеву за организацию изготовления сферических образцов.

## Список литературы

- [1] C. Caloz, T. Itoh. Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications. Wiley, N. Y. (2005). 352 p.
- [2] G.V. Eleftheriades, K.G. Balmain. Negative refraction metamaterials: fundamental principles and applications, John Wiley & Sons Inc., N.J. (2005). 440 p.
- [3] Metamaterials: physics and engineering explorations / Eds N. Engheta, R.W. Ziolkowski. Wiley-IEEE Press (2006). 414 p.
- [4] R. Marqués, F. Martín, M. Sorolla. Metamaterials with negative parameters: theory, design and microwave applications. John Wiley and Sons Inc., N.J. (2008). 315 p.
- [5] В.Г. Веселаго. УФН **92**, 517 (1967).
- [6] A. Alu, N. Engheta, A. Erentok, R.W. Ziolkowski. IEEE Trans. Antennas Propagation Mag. **49**, 1, 23 (2007).
- [7] J.B. Pendry. Phys. Rev. Lett. **85**, 3966 (2000).
- [8] W. Cai, U.K. Chettiar, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev. Opt. Express **16**, 8, 5444 (2008).
- [9] D. Schurig, J.J. Mock, B.J. Justice, S.A. Cummer, J.B. Pendry, A.F. Starr, D.R. Smith. Science **314**, 5801, 977 (2006).
- [10] М. Одит, И. Вендик. Тез. докл. науч.-техн. сем. „Инновационные разработки в СВЧ-технике и электронике“. СПб. ГЭТУ (ЛЭТИ), СПб. (2008). С. 10.
- [11] C. Holloway, E. Kuester. IEEE Trans. Antennas Propagation Mag. **51**, 2596 (2003).
- [12] I.A. Kolmakov, M.S. Gashinova, O.G. Vendik. Seminar Proc. Book of 11th Int. Student Seminar. Electrotechnical University, St.Petersburg (2004). P. 27.
- [13] O.G. Vendik, M.S. Gashinova. Proc. EuMC34 (2004). P. 1209.
- [14] И.Б. Вендик, О.Г. Вендик, М.С. Гашинова. Письма в ЖТФ **32**, 10, 30 (2006).
- [15] А.Дж. Стрэттон. Теория электромагнетизма. ОГИЗ, М.–Л. (1948). С. 493.
- [16] I.B. Vendik, O.G. Vendik, M.A. Odit. Opto-Electron. Rev. **14**, 3, 179 (2006).
- [17] I. Vendik, O. Vendik, M. Odit. Microwave Opt. Technol. Lett. **48**, 12, 2553 (2006).
- [18] E.A. Nenasheva, N.F. Kartenko, O.N. Trubitsina, V.F. Matveichuk, S.N. Sibirtsev, I.M. Gaidamaka. Eur. Ceram. Soc. **27**, 2845 (2007).
- [19] M. Odit, I. Vendik, O. Vendik. Proc. of 1st Metamaterial Congress. Rome (2007). P. 10.