

ЗОНА ПРОЗРАЧНОСТИ В ЛЕВОСТОРОННЕМ МЕТАМАТЕРИАЛЕ С ШАХМАТНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ ФЕРРИТОВЫХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Распространение электромагнитных волн в метаматериалах изучалось ранее многими авторами [1 – 2]. При этом было обнаружено много интересных эффектов, представляющих интерес с фундаментальной и с прикладной точек зрения. Перспективным представляется применение метаматериалов в ГГц и ТГц диапазоне частот. Следует, однако, отметить, что эксперименты по изучению искусственных левосторонних сред (ЛСС), обладающих отрицательными значениями диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями, проводятся в основном в частотном диапазоне 0,1 – 1 ГГц [3-5]. В более высоком частотном диапазоне 10 – 100 ГГц существует лишь несколько работ по исследованию метаматериалов, содержащих полупроводниковые и ферритовые слои [4, 7]. Следует отметить, что в частотном диапазоне 20-40 ГГц [6-7] были исследованы одномерные левосторонние (ЛС) структуры, управляемые магнитным полем. В то же время влияние магнитного поля на двумерные ЛС структуры в литературе не рассматривалось.

Цель работы – исследование левосторонних свойств двумерного метаматериала, состоящего из ферритовых и полупроводниковых элементов, ориентированных в шахматном порядке с малыми потерями в частотном диапазоне 22-40 ГГц. В статье изучена частотная зависимость коэффициента прохождения через метаматериал, помещенный в одномодовый металлический волновод. Найден пик прозрачности при прохождении электромагнитной волны через исследуемую структуру. Показана возможность изменения положения пика прозрачности при помощи постоянного магнитного поля.

Постановка задачи

Рассмотрим двумерную структуру, состоящую из ферритовых и полупроводниковых элементов, чередующихся в шахматном порядке (рис. 1). Ось x направим вдоль слоев, ось y – поперек слоев. Внешнее постоянное магнитное поле направим вдоль оси x .

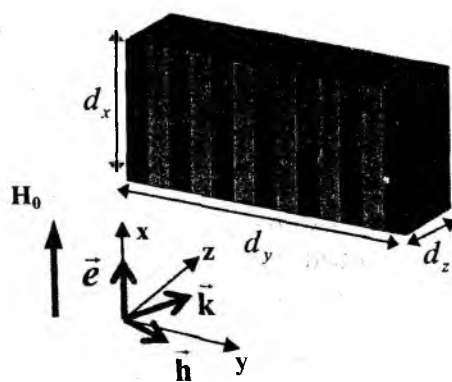


Рис. 1

На рис. 1 показана шахматная структура (метаматериал), исследуемая в эксперименте. Она состоит из ферритовых (марка 1СЧ4) и полупроводниковых (n -InSb) стержней. Структура состоит из четырех композитных слоев лежащих в плоскости xOy . Каждый композитный слой структуры (размер $d_x \times d_y = 7.2 \times 3.4 \text{ мм}^2$) состоит из 13 элементов (стержни прямоугольного сечения) со следующими параметрами: $d_{xc} = 3.4 \text{ мм}$, $d_{yc} = 0.55 \text{ мм}$, $d_{zc} = 0.5 \text{ мм}$.

Вдоль оси z структура граничит между двумя кварцевыми пластинами толщиной $d_{zq} = 1.2 \text{ мм}$ и помещена в одномодовый металлический прямоугольный волновод с сечением $7.2 \times 3.4 \text{ мм}^2$. Внешнее магнитное поле H_0 изменялось в диапазоне $H_0 = 0 \div 7150 \text{ Э}$ и прикладывалось перпендикулярно вектору переменного магнитного поля \vec{h} (рис. 1).

Материальные параметры

Как известно, магнитная проницаемость намагниченного до насыщения феррита может быть описана тензором второго ранга, компоненты которого имеют вид [9]:

$$\mu_{\parallel} = \mu_{xx} = \mu_{zz} = \frac{\omega_H (\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (1)$$

$$\mu_{\perp} = \mu_{xy} = -\mu_{yx} = \frac{\omega \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

Здесь

$$\omega_H = \gamma H_0 - i\alpha\omega, \quad \alpha = \frac{\gamma \Delta H}{2\omega_0}, \quad \omega_M = \gamma 4\pi M_s,$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота СВЧ поля; H_0 – внешнее магнитное поле; M_s – намагниченность насыщения феррита; α – коэффициент затухания; ω_0 – частота релаксации; γ – гиромагнитное отношения электрона; ΔH – ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР).

Эффективная магнитная проницаемость феррита при рассмотренной нами ориентации векторов \vec{k} , и \vec{H}_0 (рис. 1) может быть представлена в следующем виде [9]:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu_{\parallel}^2 + \mu_{\perp}^2}{\mu_{\parallel}} \quad (3)$$

Частота ферромагнитного резонанса (ФМР) зависит от формы ферромагнетика [8, 12]. С учетом влияния анизотропии формы образца частота ФМР может быть выражена известным уравнением Киттеля [12]:

$$\omega_r = \left\{ \left[\omega_H + (N_x - N_z) \omega_M \right] \cdot \left[\omega_H + (N_y - N_z) \omega_M \right] \right\}^{1/2} \quad (4)$$

Здесь $\omega_H = \gamma H_0$ и $\omega_M = \gamma M_s$, где γ – гиромагнитное отношение, M_s – намагниченность насыщения ферромагнетика, H_0 – внешнее магнитное поле и N_x, N_y, N_z – факторы размагничивания для различных направлений. Факторы размагничивания для стержня могут быть анизотропными в первом приближении. Поэтому для их нахождения можно воспользоваться выражениями для факторов размагничивания, полученными Ландау и Лифшицем в ходе решения задачи нахождения поля потенциала вблизи эллипсоида [8, 12, 13]:

$$N_x = \frac{abc}{2} \int_0^{\infty} \frac{ds}{(s+a^2) R_s}, \quad (5)$$

$$N_y = \frac{abc}{2} \int_0^{\infty} \frac{ds}{(s+b^2) R_s}, \quad (6)$$

$$N_z = \frac{abc}{2} \int_0^{\infty} \frac{ds}{(s+c^2) R_s}, \quad (7)$$

где $R_s = \sqrt{(s+a^2)(s+b^2)(s+c^2)}$; s – постоянная интегрирования; a (вдоль оси x), b (вдоль оси y), c (вдоль оси z) – оси эллипсоида. Из выражения (4) видно, что при помощи внешнего магнитного поля можно изменять частоту ФМР. Поэтому выражение для эффективной магнитной проницаемости (3) согласно (1) – (2) и [9] можно записать в $\mu'_{sr} = \delta_f \mu'_{eff} + (1 - \delta_f) \mu'_s$ в следующем виде:

$$\mu_{eff} = \frac{(\omega_H + \omega_M)^2 - \omega^2}{\omega_r^2 - \omega^2}, \quad (8)$$

где ω_r – резонансная частота ФМР.

В нашей задаче $\vec{e} \parallel \vec{H}_0$ (рис. 1) величина эффективной диэлектрической проницаемости полупроводникового стержня не зависит от магнитного поля \vec{H}_0 и может быть представлена в следующем виде [10]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right], \quad (9)$$

где ω_p – плазменная частота; ν – частота столкновений электронов; ε_0 – диэлектрическая проницаемость решетки.

Значение действительной части диэлектрической (ε'_{sr}) и эффективной магнитной (μ'_{sr}) проницаемостей всей структуры можно найти, используя соотношения [11]:

$$\varepsilon'_{sr} = \delta_s \varepsilon'(\omega) + (1 - \delta_s) \varepsilon'_f, \quad (10)$$

$$\mu'_{sr} = \delta_f \mu'_{eff} + (1 - \delta_f) \mu'_s, \quad (11)$$

где ε'_f – действительная часть диэлектрической проницаемости феррита; μ_{eff} – эффективная магнитная проницаемость феррита; μ'_s – действительная часть магнитной проницаемости полупроводника; δ_s – процентная доля полупроводниковых включений в ферритовой матрице; δ_f – процентная доля ферритовых включений в полупроводниковой матрице.

Результаты расчета действительной части диэлектрической (ε'_{sr}) и магнитной (μ'_{sr}) проницаемости структуры показаны на рис. 2. Видно, что в спектре композитной структуры присутствует частотная область, в которой вещественные части диэлектрической и магнитной проницаемостей являются отрицательными ($\varepsilon'_{eff} < 0$, $\mu'_{eff} < 0$). Эта область находится в диапазоне частот $\delta f = 24.5 - 31 \text{ ГГц}$

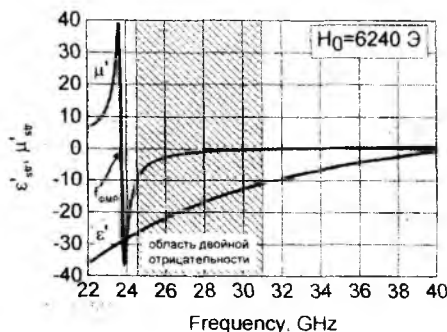


Рис. 2

В этом диапазоне частот, как было показано в работах [6, 15, 16], имеется пик, связанный двойной отрицательностью диэлектрической и магнитной проницаемости в структуре (ДО-пик). Положение этого пика соответствует частоте, при которой выполняется соотношение $\varepsilon' \cdot \mu' \approx 1$. Отметим, что положением этого пика можно управлять магнитным полем.

Частотная дисперсия в структуре

Решение уравнений Максвелла будем искать в виде плоской волны в следующей форме: $\exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t)$.

Заметим, что мы рассматриваем случай, когда длина волны, падающая на рассматриваемую структуру, оказывается намного больше линейного размера элементов, из которых она состоит. Поэтому ее можно рассматривать как слой с эффективными материальными параметрами, описанными выражениями (10) и (11).

Рассчитаем коэффициент пропускания такого эффективного слоя (ЭС). Поскольку ЭС является однородным вдоль осей x и y , можем положить $\partial/\partial y = 0$. В этом случае уравнения Максвелла разделяются на две системы уравнений для двух типов волн с различными поляризациями. В данной статье рассматривалась ТЕ-поляризованная волна, имеющая следующие отличные от нуля компоненты электромагнитного поля: H_x, E_y, H_z .

Чтобы выполнить граничные условия, используем метод матрицы преобразования, который связывает тангенциальные компоненты полей в начале и в конце слоя [14].

$$\begin{pmatrix} E_y(0) \\ H_x(0) \end{pmatrix} = \hat{m} \begin{pmatrix} E_y(d) \\ H_x(d) \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Предположим, что $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a} \sin \theta$; поперечные волновые числа окружающей однородной среды $k_{za} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a} \cos \theta$ и $k_{zb} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_b - k_x^2}$, θ – угол падения. Поперечное волновое число эффективного слоя $k_z = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}} - k_x^2}$.

Коэффициент прохождения имеет вид

$$T = \frac{2 \frac{c}{\omega} k_{za} \exp(-ik_z d)}{\frac{c}{\omega} k_{za} m_{11} + \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 k_{za} k_{zb} m_{12} + m_{21} + \frac{c}{\omega} k_{zb} m_{22}}. \quad (13)$$

Здесь m_{ik} – компоненты передаточной матрицы, которые имеют вид

$$m_{11} = \cos(k_z d); \quad m_{12} = -\frac{ick_z}{\omega \mu_{\text{str}}} \sin(k_z d),$$

$$m_{21} = -\frac{i\omega \mu_{\text{str}}}{ck_z} \sin(k_z d); \quad m_{22} = \cos(k_z d).$$

На рис. 3 представлена рассчитанная частотная зависимость коэффициента пропускания в частотном диапазоне 22 – 70 ГГц при значении магнитного поля $H_0 = 6240$ Э.

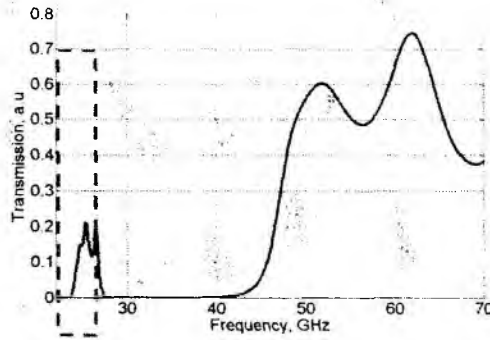


Рис. 3

Видно, что в частотном диапазоне 23 – 27 ГГц, где эффективная диэлектрическая и магнитная проницаемости отрицательны (рис. 2, область отмечена штриховой линией) наблюдается область прозрачности, связанная с левосторонними свойствами. При этом характерным является отрицательность фазовой скорости в этом частотном диапазоне (обратная волна). В диапазоне 40 – 70 ГГц – наблюдается область прозрачности связанная с правосторонними свойствами ЭС. Чтобы доказать, что в частотном диапазоне 23 – 27 ГГц действительно существует обратная волна, построим зависимость волнового вектора от частоты. Для этого получим дисперсионное уравнение для ЭФ согласно [14] в следующем виде:

$$\cos(kd) = \frac{ck_z m_{11}}{\omega \mu_{str} - \left(\frac{ck_z}{\omega \mu_{str}} \right)^2 m_{12} - m_{21} + \frac{ck_z m_{22}}{\omega \mu_{str}}} \quad (14)$$

На рис. 4 представлена построенная зависимость волнового вектора от частоты. Моделирование проведено для значений концентрации электронов $n_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и частоты столкновений $\nu = 1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ *n*-InSb соответственно. Эти параметры соответствуют реальным значениям *n*-InSb при комнатной температуре. Значение магнитного поля составляло $H_0 = 6240 \text{ Э}$.

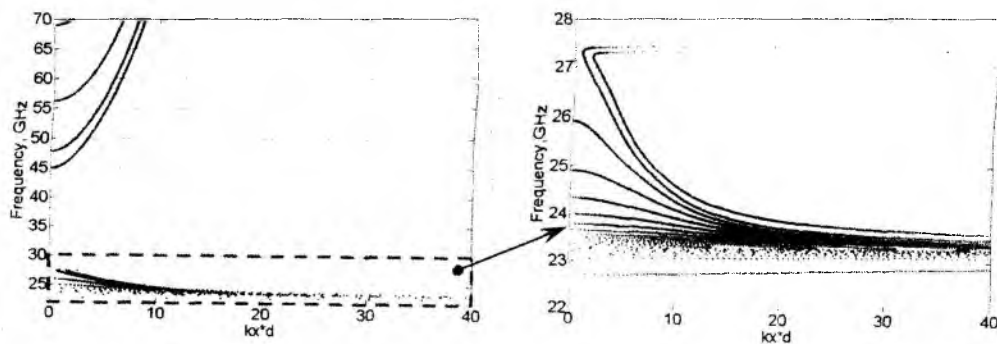


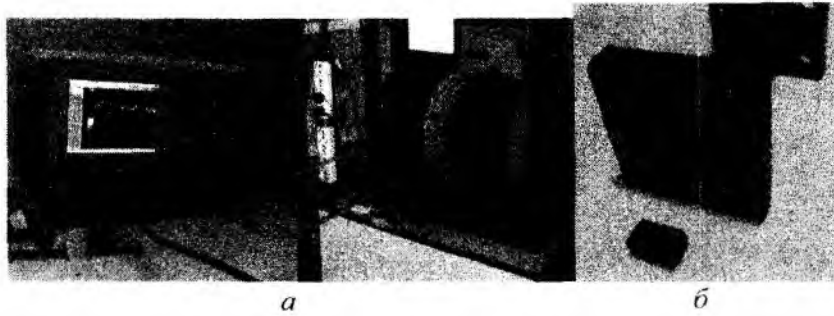
Рис. 4

Из рис. 4 видно, что в частотном спектре структуры присутствует область частот (23 – 27 ГГц), в которой дисперсионная характеристика имеет отрицательный наклон. Это указывает на то, что в этой области частот в структуре распространяется обратная волна. Как было упомянуто выше, при этом фазовая скорость является отрицательной и структура проявляет левосторонние свойства.

Анализ экспериментальных данных

Эксперимент проводился в соответствии с предположениями теоретической модели в частотном диапазоне 22 – 40 ГГц. Исследуемая структура (рис. 5, б) была помещена в волно-

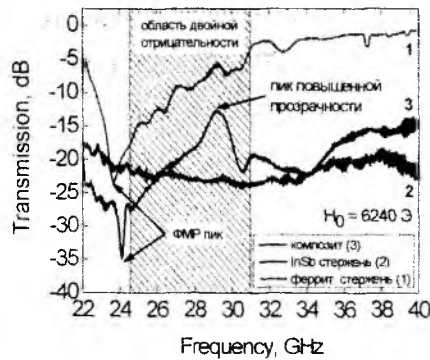
вод, который был расположен в магнитном поле (рис. 5, а). Методика эксперимента подробно описана в [6].



Экспериментальная установка для изучения двумерного метаматериала – а; исследуемая четырехслойная структура между фиксирующими кварцевыми пластинами – б

Рис. 5

На рис. 6 представлены результаты экспериментального исследования частотной зависимости коэффициентов пропускания через рассматриваемую структуру. Видно, что при значении магнитного поля $H_0 = 6240$ Э имеется четко выраженный ДО-пик. Этот пик связан с наличием левосторонних свойств в рассматриваемой структуре. Это свойство следует из отрицательности ϵ'_{sr} и μ'_{sr} в рассматриваемой структуре. Отметим также, что, как и в [7, 15] характерной чертой подтверждающей соответствие этого пика области, где $\epsilon'_{sr} < 0$ и $\mu'_{sr} < 0$ является то, что величина коэффициента пропускания для композита (кривая 3) больше, чем сумма коэффициентов пропускания для InSb стержня (кривая 1) и ферритового стержня (кривая 2)



1-феррит, 2-полупроводник, 3-шахматная структура

Рис. 6

На рис. 7 показана зависимость положения ПП пика и пика ФМР от магнитного поля.

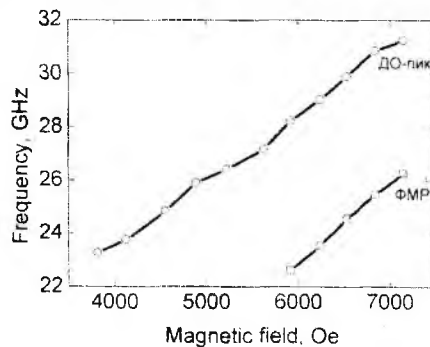
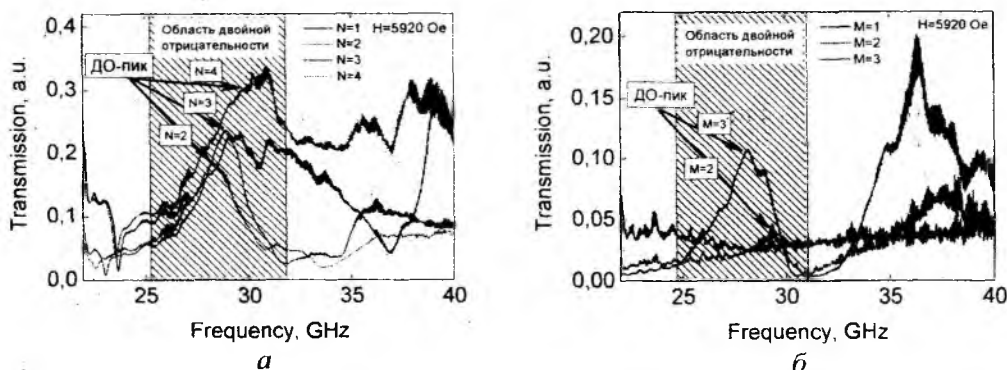


Рис. 7

Как видно из рис. 7, ДО-пик с увеличением магнитного поля смещается в более высокочастотную область спектра. Видно, что имеется корреляция между положением ДО-пика и ФМР пика. Отметим, что положение ДО-пика не зависит от толщины шахматной структуры. Данный факт свидетельствует о том, что этот пик не связан с размерным (Брэговским) резонансом в структуре.

Оценим влияние двухмерности на левосторонние свойства метаматериала. Для этого рассмотрим экспериментальные зависимости коэффициентов пропускания: 1) для двухмерной структуры, представленной набором ферритовых и полупроводниковых элементов, чередующихся в шахматном порядке (рис. 8, а), которая является предметом изучения данной статьи; 2) для одномерной структуры, представленной набором чередующихся слоев феррита и полупроводника (рис. 8, б).



Частотная зависимость коэффициентов пропускания шахматной структуры – а; слоистой структуры – б для различного числа слоев N / периодов M , из которых состоит структура

Рис. 8

Из рис. 8, а видно, что двухмерная шахматная структура проявляет левосторонние свойства, начиная с $N = 2$, тогда как одномерная слоистая структура – начиная с $M = 2$. Это связано с тем, что в двухмерном метаматериале происходит перемешивание элементов феррита и полупроводника в каждом из слоев. Данный факт позволяет уменьшить длину структуры в два раза по сравнению с одномерным метаматериалом, при условии равенства толщин слоев.

Выводы

В ходе выполненного цикла исследований получены следующие результаты.

В миллиметровом диапазоне длин волн обнаружен ДО-пик при прохождении электромагнитной волны через двумерный метаматериал, состоящий из ферритовых и полупроводниковых элементов, ориентированных в шахматном порядке.

Исследовано положение ДО-пика в зависимости от величины приложенного магнитного поля.

Теоретически показано, что в области частот, где обнаружен ДО-пик, фазовая скорость является отрицательной, что связано с наличием левосторонних свойств в исследуемой структуре.

Найдено, что частота максимума ДО-пика соответствует выполнению условия $\epsilon' \cdot \mu' \approx 1$.

Показано, что структура проявляет левосторонние свойства при длине, вдвое меньшей, чем длина подобной одномерной структуры с такими же толщинами слоев. Это обусловлено уменьшением толщины элементарной ячейки (феррит/полупроводник) вдвое благодаря перемешиванию элементов феррита и полупроводника в каждом слое.

Данная работа выполнена в отделе радиоспектроскопии Института радиофизики и электроники НАН Украины.

Автор благодарит д.ф.-м.н. Белецкого Н.Н. за ценные консультации; д.ф.-м.н. Тарапова С.И. и к.ф.-м.н. Недуха С.И. за помощь в проведении экспериментов и обсуждение.

Статья частично поддержана российско-украинским грантом № 7/10.

Список литературы. 1. *Veselago, V. G.* The electrodynamics of substances with simultaneously negative ϵ and μ // *Sov. Phys. Usp.* 10, 509–514 (1968). 2. *Shelby, R. A., Smith, D. R. and Schultz, S.* Experimental verification of a negative index of refraction // *Science*, 292, 77–79 (2001). 3. *Wu, R.X., Xiaokai Zhanga, Z.F. Lina, S.T. Chui, John Q. Xiaoa.* Possible existence of left-handed materials in metallic magnetic thin films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 271. – 180–183 (2004). 4. *Rui-Xin Wu et al.* Periodic ferrite–semiconductor layered composite with negative index of refraction // *J. Phys.: Condens. Matter* – 19, 026211 (2007). 5. *H. Zhao, J. Zhou, Q. Zhao, B. Li, and L. Kang.* Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires // *Appl.Phys.Lett.*, 91, 131107(2007). 6. *M. K. Khodzitsky, T. V. Kalmykova, S. I. Tarapov, D. P. Belozorov, A. M. Pogorily.* Left-handed behavior of strontium-doped lanthanum manganite in the millimeter waveband // *Appl. Phys. Letters*, 95, pp. 082903(1-3), 2009. 7. *A. A. Bulgakov, A. A. Girich, M. K. Khodzitsky, O. V. Shramkova and S. I. Tarapov.* Transmission of electromagnetic waves in a magnetic fine-stratified structure // *J. Opt. Soc. Am. B.* 26, №12, 156-166 (2009). 8. *Кутель, Ч.* Ферромагнитный резонанс // М. : Изд-во иностр. лит., 1962. – 46. 489 с. 9. *Гуревич, А.Г.* СВЧ ферриты. – М. : Физматгиз, 1960. – 592 с. 10. *Ахизер, А.И. и др.* Электродинамика плазмы. – М. : Наука, 1974. – 720 с. 11. *F.T. Ulaby, R.K. Moore and A.K. Fung.* Microwave remote sensing - Active and passive // *Artech House, Norwood, Mass., Vol. 3, 1986.* 12. *Боровик Е.С., Мильнер А.С., Еременко В.В.* Лекции по магнетизму / под ред. Л.Ф. Кизилова. – Харьков : Изд-во Харьк. гос. ун-та 1972. – С.111-114. 13. *Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М.* Электродинамика сплошных сред. – М. : Наука 1982. – Т. 8. – С. 37-44. 14. *Басс, Ф.Г., Булгаков, А.А., Тетервов, А.П.* Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. – М. : Наука, 1989. – 288 с. 15. *Richard W., Ziolkowski and Ehu Heuman.* Wave propagation in media having negative permittivity and permeability // *Phys. Rev.* 64(5): 056625 1–056625-15 (2001). 16. *Girich A.A., Khodzitsky M.K., Tarapov S.I.* Experimental investigation of left-handed medium properties of semiconductor-ferrite composite in millimetre waveband // *3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics*, 2009, pp. 590-592

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники,
Институт радиофизики и электроники
НАН Украины.

Поступила в редколлегию 17.10.201.