

06.3

## Быстрые и медленные электромагнитные волны в продольно намагниченном тонкопленочном ферромагнитном метаматериале

© М.Д. Амельченко, С.В. Гришин<sup>¶</sup>, Ю.П. Шараевский

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

<sup>¶</sup> E-mail: sergrsh@yandex.ru

Поступило в Редакцию 8 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 8 апреля 2019 г.

Принято к публикации 26 августа 2019 г.

Приводятся результаты теоретического исследования электродинамических характеристик быстрых и медленных электромагнитных волн (ЭМВ), распространяющихся в метаматериале, состоящем из ферромагнитной пленки, внутри которой располагается периодическая решетка из тонких металлических проволок. Установлено, что ферромагнитный тонкопленочный метаматериал обладает свойствами левой среды на частотах медленной ЭМВ. Показано, что в ферромагнитном метаматериале по сравнению с обычной ферромагнитной пленкой частоты отсечки быстрых и медленной ЭМВ сдвигаются в более высокочастотный диапазон, а сами ЭМВ становятся сильно замедленными.

**Ключевые слова:** метаматериалы, левая среда, обратная волна, ферромагнетик, спиновые волны.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.23.48712.17830

Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды со свойствами, не встречающимися у обычных природных сред [1–3]. Среди метаматериалов особый класс составляют так называемые „левые“ среды, у которых диэлектрическая  $\epsilon$  и магнитная  $\mu$  проницаемости одновременно имеют отрицательные значения [3]. В левой среде векторы напряженности электрического и магнитного полей совместно с волновым вектором составляют левую тройку векторов. Это приводит к распространению в такой среде обратной электромагнитной волны (ЭМВ), векторы фазовой и групповой скоростей которой направлены в противоположные стороны. В микроволновом диапазоне для создания метаматериалов в виде левых сред обычно используются периодические структуры из тонких металлических проволок и разрезных кольцевых резонаторов, период следования которых намного меньше длины ЭМВ [3,4]. Периодическая система из тонких металлических проволок позволяет создать структуру плазмонного типа, эффективная диэлектрическая проницаемость которой  $\epsilon_{eff}$  может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Периодическая система из разрезных кольцевых резонаторов традиционно используется для создания искусственных магнитных сред с отрицательным значением эффективной магнитной проницаемости. Однако помимо искусственно созданных магнитных сред в природе существуют и естественные магнитные среды в виде ферромагнетиков, антиферромагнетиков и ферримагнетиков (или ферритов), у которых при наложении внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$  магнитная проницаемость  $\mu$  становится отрицательной [5,6]. Частотная область, в которой  $\mu < 0$ , приходится на диапазон частот существования правополяризованных медленных ЭМВ, которые являются волнами

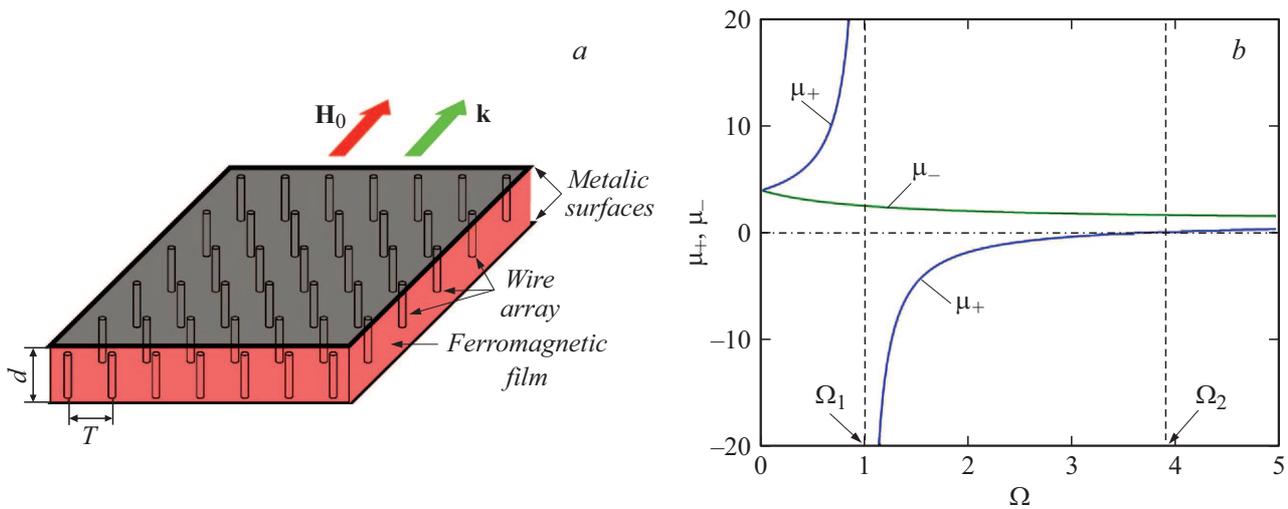
намагниченности; они получили название магнитостатических волн. В случае продольного намагничивания, когда векторы внешнего постоянного магнитного поля и фазового фронта ЭМВ являются коллинеарными, в ферромагнетике распространяются медленные обратные объемные ЭМВ [6]. Однако указанные волны существуют в диапазоне частот, в котором  $\mu < 0$ , а  $\epsilon > 0$ . В настоящей работе показана возможность создания из ферромагнитной среды ферромагнитного метаматериала со свойствами левой среды ( $\mu < 0$  и  $\epsilon < 0$ ), в которой распространяются сильно замедленные обратные объемные ЭМВ.

На рис. 1,а приведено схематическое изображение анализируемого ферромагнитного метаматериала. Он представляет собой продольно намагниченный ферромагнитный слой, в котором в качестве периодической структуры используется система из тонких металлических проволок с периодом следования  $T$ . Предполагается, что период следования структуры намного меньше длины ЭМВ, т. е.  $T \ll \lambda$ . В этом случае для описания диэлектрических свойств ферромагнетика в отсутствие потерь можно ввести эффективную диэлектрическую проницаемость среды с частотной зависимостью плазмонного типа [7]:

$$\epsilon_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (1)$$

где  $\omega_p = \sqrt{2\pi c/[T \sqrt{\ln(T/r)}]}$  — плазменная частота,  $c$  — скорость света в вакууме,  $r$  — радиус проволоки,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $f$  — линейная частота. Из выражения (1) следует, что  $\epsilon_{eff} > 0$  при  $\omega > \omega_p$  и  $\epsilon_{eff} < 0$  при  $\omega < \omega_p$ .

Для расчета дисперсионных характеристик (ДХ) ЭМВ, распространяющихся в продольно намагниченном



**Рис. 1.** *a* — схематическое изображение ферромагнитного метаматериала; *b* — зависимость правополяризованной компоненты  $\mu_+$  и левополяризованной компоненты  $\mu_-$  тензора магнитной проницаемости от безразмерной частоты  $\Omega = \omega/\omega_H$ . Расчеты выполнены для  $H_0 = 47.76$  kA/m и  $4\pi M_0 = 0.175$  T.

ферромагнитном метаматериале, воспользуемся известным дисперсионным уравнением для продольно намагниченного ферромагнетика [8,9]. Данное уравнение с учетом эффективной диэлектрической проницаемости среды примет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 & -\mu k_z^4 - [(1 + \mu)k^2 - (\mu^2 + \mu - \mu_a^2)k_0^2 \epsilon_{eff}] k_z^2 \\
 & = k^4 - 2\mu k^2 k_0^2 \epsilon_{eff} + (\mu^2 - \mu_a^2) k_0^4 \epsilon_{eff}^2,
 \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2]/(\omega_H^2 - \omega^2)$  — диагональная компонента тензора магнитной проницаемости, а  $\mu_a = \omega_M \omega/(\omega_H^2 - \omega^2)$  — его недиагональная компонента,  $\omega_H = \gamma H_0$  — частота ферромагнитного резонанса,  $\omega_M = 4\pi \gamma M_0$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $4\pi M_0$  — намагниченность насыщения материала,  $k_0 = \omega/c$  — волновое число ЭМВ в вакууме,  $k$  — продольное волновое число ЭМВ в ферромагнитном метаматериале,  $k_z$  — поперечное волновое число, вид которого находится из граничных условий.

Будем рассматривать ферромагнитный метаматериал, граничащий с обеих сторон с идеально проводящими металлическими экранами. Для продольно намагниченного полоскового волновода, полностью заполненного ферромагнетиком, такая задача была решена строго в [9]. В частности, в [9] было показано, что при продольном намагничивании в металлизированном с обеих сторон ферромагнитном слое могут распространяться как квази-ТЕ-, так и квази-ТМ-волны, обладающие разными значениями поперечного волнового числа. В то же время при решении уравнений Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении, которое является справедливым для тонких ферромагнитных пленок, была получена функция поперечного волнового числа для квази-ТЕ-волны в

виде [6]:

$$k_z = n\pi/d, \quad (3)$$

где  $d$  — толщина тонкопленочного ферромагнетика,  $n$  — номер моды объемной ЭМВ.

Дисперсионное уравнение (2) с учетом (1) приводится к полиномиальному виду относительно частоты  $\omega$ . Полученный полином представляет собой бикубическое уравнение, которое имеет следующий вид:

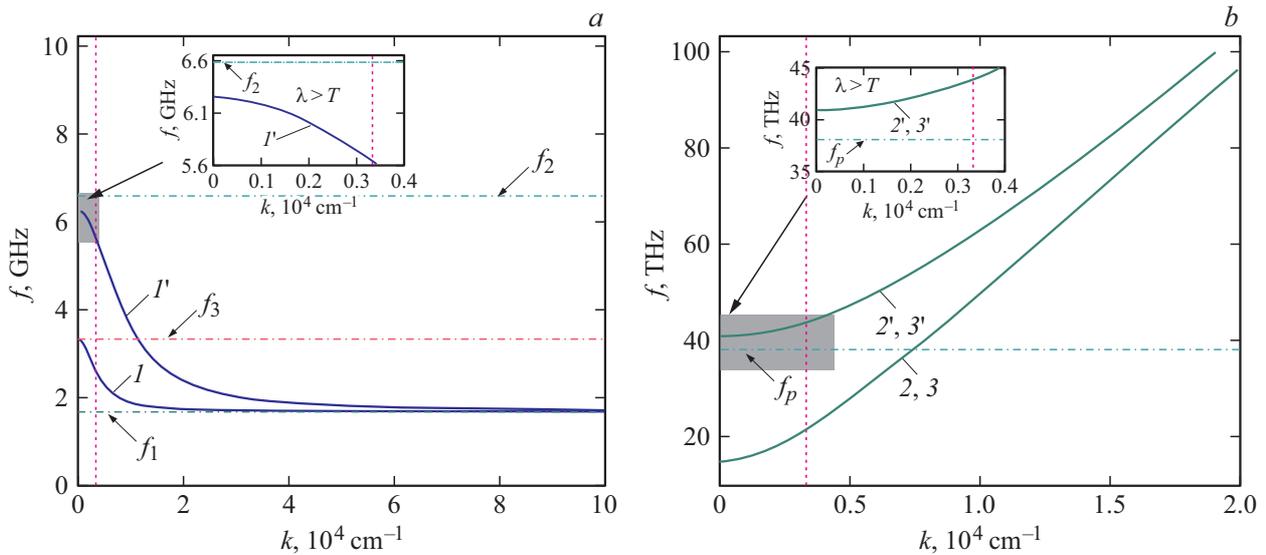
$$A_1 \omega^6 + A_2 \omega^4 + A_3 \omega^2 + A_4 = 0, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}
 A_1 & = 1, \\
 A_2 & = -\{2[c^2(k^2 + k_z^2) + \omega_p^2] + (\omega_H + \omega_M)^2\}, \\
 A_3 & = c^2(k^2 + k_z^2)[c^2(k^2 + k_z^2) + 2\omega_p^2] + \omega_p^4 + (\omega_H + \omega_M) \\
 & \quad \times [(c^2 k_z^2 + 2\omega_p^2)(\omega_H + \omega_M) + c^2 \omega_H(2k^2 + k_z^2)], \\
 A_4 & = -\langle \omega_p^2(\omega_H + \omega_M) \{c^2[2k^2 \omega_H + k_z^2(2\omega_H + \omega_M)] \\
 & \quad + \omega_p^2(\omega_H + \omega_M)\} + \omega_H c^4(k^2 + k_z^2) \\
 & \quad \times [k^2 \omega_H + k_z^2(\omega_H + \omega_M)] \rangle.
 \end{aligned}$$

Уравнение (4) имеет три действительных решения, два из которых соответствуют так называемым быстрым объемным ЭМВ, фазовая скорость которых больше скорости света в свободном пространстве ( $v_{ph} > c$ ), а третье решение соответствует медленной объемной ЭМВ, фазовая скорость которой значительно меньше скорости света в свободном пространстве ( $v_{ph} \ll c$ ).

Известно [6], что одна из двух быстрых ЭМВ является левополяризованной волной, а другая быстрая ЭМВ и медленная ЭМВ являются правополяризованными волнами. Для право- и левополяризованных ЭМВ вводятся циркулярные компоненты тензора высокочастотной



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики медленных (а) и быстрых (б) ЭМВ, распространяющихся в металлизированной ферромагнитной пленке (кривые 1–3) и в металлизированной пленке из ферромагнитного метаматериала (кривые 1'–3'). Для расчета использовались следующие значения параметров системы:  $d = 10 \mu\text{m}$ ,  $H_0 = 47.76 \text{ kA/m}$ ,  $4\pi M_0 = 0.175 \text{ T}$ ,  $r = 1 \mu\text{m}$ ,  $T = 3 \mu\text{m}$  и  $n = 1$ . Пунктирной линией отмечено значение волнового числа, при котором  $\lambda = T$ . Штрихпунктирными линиями показаны граничные частоты  $f_1, f_2, f_3$  спектра медленной ЭМВ и плазменная частота  $f_p$ , ограничивающая спектр быстрых ЭМВ в ферромагнитном метаматериале.

магнитной проницаемости, которые имеют следующий вид [6]:

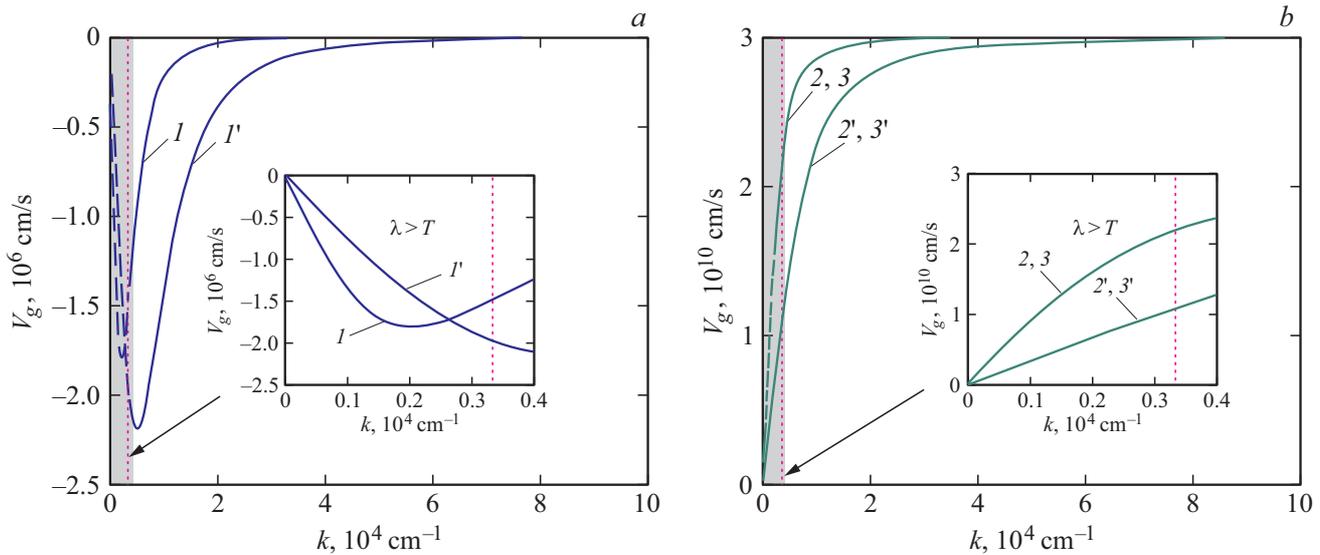
$$\mu_+ = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H - \omega}, \quad (5a)$$

$$\mu_- = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \omega}, \quad (5b)$$

где  $\mu_+$  — правополяризованная компонента тензора  $\vec{\mu}$ , а  $\mu_-$  — его левополяризованная компонента.

На рис. 1, б приведены частотные зависимости право- и левополяризованной компонент магнитной проницаемости. Из анализа результатов, представленных на рис. 1, б, следует, что правая циркулярная составляющая  $\mu_+$  магнитной проницаемости, связанная с правополяризованным высокочастотным магнитным полем, проходит через резонанс при  $\Omega = \Omega_1 = 1$ . В то же время левая циркулярная составляющая  $\mu_-$  через резонанс не проходит и монотонно изменяется с изменением частоты  $\omega$  или магнитного поля  $H_0$ . Кроме того, правая циркулярная составляющая проницаемости  $\mu_+$  меняет свой знак не только на частоте  $\Omega_1$ , где  $\mu_+ \rightarrow \pm\infty$ , но и на другой характерной частоте  $\Omega_2 = 1 + \Omega_M$  (где  $\Omega_M = \omega_M/\omega_H$ ), на которой  $\mu_+ = 0$ . Таким образом, высокочастотная магнитная проницаемость для быстрой левополяризованной ЭМВ всегда больше нуля ( $\mu_- > 0$ ) во всем диапазоне частот, в то время как высокочастотная магнитная проницаемость для правополяризованных ЭМВ больше нуля ( $\mu_+ > 0$ ) на частотах  $\Omega < 1$  и  $\Omega > \Omega_2$ , на которых распространяются только быстрые ЭМВ. В интервале частот  $\Omega_1 < \Omega < \Omega_2$ , где существуют медленные ЭМВ, высокочастотная магнитная проницаемость меньше нуля ( $\mu_+ < 0$ ).

На рис. 2, а приведены результаты расчета ДХ быстрых и медленных объемных ЭМВ, полученных на основе решения дисперсионного уравнения (4) с учетом (3). Из представленных на рис. 2, а результатов расчета следует, что в обычном ферромагнетике ( $f_p = 0$ ) ДХ медленной объемной ЭМВ существует в интервале частот  $f_1 = f_H < f \leq f_3 = [f_H(f_H + f_M)]^{1/2}$ . В случае ферромагнитного метаматериала, когда значение плазменной частоты больше значения верхней границы области частот, в которой  $\mu_+ < 0$  ( $f_p \geq f_2 = f_H + f_M$ ), эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала становится отрицательной величиной ( $\epsilon_{eff} < 0$ ) во всем интервале частот  $f_1 < f < f_2$ . Это приводит к формированию на указанных частотах медленной обратной ЭМВ, частота отсечки которой  $f_0$  при  $k = 0$  зависит от геометрии периодической структуры и при  $T \rightarrow 0$   $f_0 \rightarrow f_2$ . Таким образом, как следует из результатов, представленных на рис. 2, а, диапазон существования медленной объемной ЭМВ в ферромагнитном метаматериале расширяется и занимает практически весь интервал частот  $f_1 < f < f_2$ , в котором ферромагнитный метаматериал является левой средой. Однако условие  $T \ll \lambda$  для медленной ЭМВ выполняется только в полосе частот  $\sim 600 \text{ MHz}$ . Что касается быстрых право- и левополяризованных ЭМВ, то, как следует из результатов, представленных на рис. 2, б, их частоты отсечки находятся в терагерцевой области, определяются плазменной частотой и отстроены относительно друг друга на незначительную величину  $\sim 2 \text{ MHz}$ . При этом обе частоты отсечки находятся выше частот отсечки быстрых ЭМВ, распространяющихся в



**Рис. 3.** Зависимости групповых скоростей от волнового числа медленных (а) и быстрых (б) ЭМВ, распространяющихся в металлизированной ферромагнитной пленке (1–3) и в металлизированной пленке из ферромагнитного метаматериала (кривые 1'–3'). Для расчета использовались следующие значения параметров системы:  $d = 10 \mu\text{m}$ ,  $H_0 = 47.76 \text{ kA/m}$ ,  $4\pi M_0 = 0.175 \text{ T}$ ,  $r = 1 \mu\text{m}$ ,  $T = 3 \mu\text{m}$  и  $n = 1$ . Пунктирной линией отмечено значение волнового числа, при котором  $\lambda = T$ .

обычной ферромагнитной пленке. Условие  $T \ll \lambda$  для быстрых ЭМВ выполняется в полосе частот  $\sim 3 \text{ THz}$ . На вставках к обоим рисункам приведены увеличенные фрагменты ДХ медленной и быстрых ЭМВ в области частот отсечки. Видно, что при  $T \ll \lambda$  медленная ЭМВ, распространяющаяся на частотах, где  $\mu < 0$  и  $\epsilon < 0$ , имеет аномальную отрицательную дисперсию, а обе быстрые ЭМВ, распространяющиеся на частотах, где  $\mu > 0$  и  $\epsilon > 0$ , характеризуются положительной нормальной дисперсией.

На рис. 3 показаны зависимости групповых скоростей быстрых и медленных ЭМВ от волнового числа, рассчитанные для обычной ферромагнитной пленки и ферромагнитного метаматериала. Из сравнения результатов расчета следует, что как в случае медленных (рис. 3, а), так и в случае быстрых (рис. 3, б) ЭМВ, распространяющихся в ферромагнитном метаматериале, значения их групповых скоростей становятся меньше значений групповых скоростей ЭМВ, распространяющихся в ферромагнитной пленке, практически во всей области волновых чисел, для которых выполняется условие  $T \ll \lambda$ . Таким образом, быстрые и медленные ЭМВ, распространяющиеся в тонкопленочном ферромагнитном метаматериале, становятся более замедленными по сравнению с ЭМВ, распространяющимися в обычной ферромагнитной пленке.

В заключение отметим, что проведенные в работе расчеты электродинамических характеристик быстрых и медленных ЭМВ дают возможность оценить перспективы использования ферромагнитных пленок для создания из них метаматериалов. В частности, при проведении численных исследований установлено, что спектр объем-

ных быстрых и медленных ЭМВ, распространяющихся в ферромагнитном метаматериале, сдвигается вверх по частоте. При этом сами ЭМВ становятся более замедленными. Показано также, что в микроволновом диапазоне частот ферромагнитный метаматериал обладает свойствами левой среды, в которой распространяется обратная ЭМВ, причем диапазон частот, в котором ферромагнитный метаматериал является левой средой, зависит от величины внешнего постоянного магнитного поля и может перестраиваться по частоте.

### Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-20121).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Веселаго В.Г. // УФН. 1967. Т. 92. № 7. С. 517–526.
- [2] High A.A., Devlin R.C., Dibos A., Polking M., Wild D.S., Percel J., de Leon N.P., Lukin M.D., Park H. // Nature. 2015. V. 522. N 7555. P. 192–196.
- [3] Tong X.C. Functional metamaterials and metadevices. Springer Ser. in Materials Science. 2018. V. 262. 277 p.
- [4] Вендик И.Б., Вендик О.Г. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 1. С. 3–28.
- [5] Вашковский А.В., Локк Э.Г. // УФН. 2004. Т. 174. № 6. С. 657–662.

- [6] *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. 311 с.
- [7] *Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J., Youngs I.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. N 25. P. 4773–4776.
- [8] *Гришин С.В., Шараевский Ю.П.* // *ЖТФ.* 2001. Т. 71. В. 4. С. 95–98.
- [9] *Микаэлян А.Л.* Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1963. 664 с.