

06.3

Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных метаматериалов для терагерцевого диапазона частот

© С.В. Гришин¹, М.Д. Амельченко¹, Ю.П. Шараевский¹, С.А. Никитов²¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: sergrsh@yandex.ru

Поступило в Редакцию 17 мая 2021 г.

В окончательной редакции 7 июня 2021 г.

Принято к публикации 8 июня 2021 г.

Приведены результаты теоретического исследования дисперсионных характеристик электромагнитных волн, существующих в антиферромагнитном (АФМ) метаматериале. АФМ-метаматериал состоит из поперечно намагниченного антиферромагнетика, внутри которого находится двумерная периодическая структура из тонких проводящих проволок, окруженных изоляторами. Установлено, что АФМ-метаматериал обладает двумя областями частот, в которых существуют обратные волны, а материальные параметры среды являются дважды отрицательными. Указанные области находятся в терагерцевом диапазоне.

Ключевые слова: метаматериалы, левые среды, антиферромагнетики, спиновые волны.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.18.51470.18873

Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды со свойствами, не встречающимися у обычных природных сред [1]. Среди метаматериалов особый класс составляют дважды отрицательные среды (или „левые“ среды), у которых диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости являются одновременно отрицательными величинами [2]. Это приводит к появлению у среды отрицательного показателя преломления и распространению в ней обратной электромагнитной волны (ЭМВ).

Начиная с 2000-х годов как у нас в стране [3,4], так и за рубежом [5–9] стала развиваться концепция перестраиваемых магнитным полем дважды отрицательных сред. Для их создания использовались ферромагнитные материалы. Это были либо пленки [4,6] и пластины [7] железо-иттриевого граната, либо ферритовые стержни [8] или пленки ВаМ ферритов и гексаферритов [9], работающие в микроволновом диапазоне. Как известно [10], ферромагнетики (ФМ) относятся к μ -отрицательным средам, у которых магнитная проницаемость принимает отрицательные значения в определенном интервале частот, находящемся в микроволновом диапазоне. Совмещение их свойств со свойствами ϵ -отрицательных сред, в качестве которых использовались периодические решетки из тонких проволок, давало возможность реализовать дважды отрицательные среды без использования дополнительных субволновых элементов в виде кольцевых разомкнутых резонаторов.

Помимо создания дважды отрицательных сред на основе ФМ, работающих в микроволновом диапазоне, были предприняты попытки создать аналогичные среды и функциональные устройства для терагерцевого диапазона [1,11–13]. Так, в [14] было проведено численное моделирование показателя преломления метаматериала,

выполненного на основе ферритовых пленок LuBiIG и серебряных полосок, который имел отрицательные значения на частотах выше 100 GHz. Была продемонстрирована перестройка полосы частот данного метаматериала внешним постоянным магнитным полем. Другим магнитным материалом, работающим в терагерцевой области, является антиферромагнетик (АФМ) [15–17]. В отличие от ФМ кристаллическая решетка АФМ состоит из двух магнитных подрешеток. Это обуславливает наличие у АФМ четырех характерных частот, на которых магнитная проницаемость меняет свой знак. Таким образом, целью настоящей работы является создание на основе АФМ дважды отрицательного метаматериала с двумя полосами частот обратных ЭМВ, находящимися в терагерцевом диапазоне.

Анализируемая структура представляет собой безграничный АФМ, в котором находится двумерная (2D) периодическая структура из тонких проволок с периодом a . Предполагается, что период структуры намного меньше длины ЭМВ λ , т.е. $a \ll \lambda$. Исследуется случай поперечного намагничивания, когда внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль проволок, а волновой вектор \mathbf{k} направлен перпендикулярно магнитному полю \mathbf{H}_0 ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_0$). При таком виде намагничивания в магнетике существуют ЭМВ с линейной поляризацией [10]. В этом случае электрическое поле ЭМВ направлено вдоль проволок, а магнитное поле ЭМВ является ортогональным электрическому полю и волновому вектору \mathbf{k} . Схематическое изображение данной структуры приведено на рис. 1, а.

В [5] было показано, что для получения дважды отрицательной среды из магнитного материала необходимо окружить проводящие проволоки, находящиеся внутри магнитной матрицы, немагнитным диэлектриком.

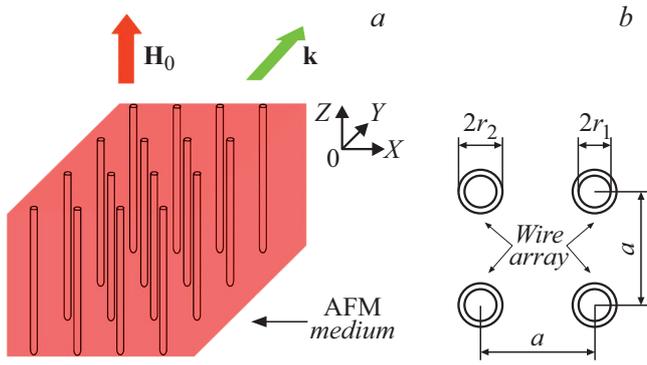


Рис. 1. Схематические изображения поперечно намагниченного безграничного АФМ-метаматериала (а) и 2D-периодической структуры (вид сверху) из тонких проволок радиусом r_1 , окруженных немагнитным изолятором радиусом r_2 (b).

Радиус проволоки r_1 выбирался намного меньшим, чем период структуры a , а внешний радиус изолирующей оболочки r_2 выбирался из условий, что $r_2 \cong (r_1 a)^{1/2}$ и $r_1 \ll r_2 \ll a$ (рис. 1, b).

Известно [10], что тензор высокочастотной магнитной проницаемости $\vec{\mu}$ магнетика, намагниченного вдоль оси OZ ($\mathbf{H}_0 \parallel OZ$), задается как

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где диагональные μ и недиагональные μ_a компоненты тензора для АФМ с „легкой“ осью анизотропии, совпадающей с осью OZ , запишутся в следующем виде [17]:

$$\begin{aligned} \mu &= 1 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A (\omega_+ \omega_- - \omega^2) / [(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)], \\ \mu_a &= 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \omega (\omega_- - \omega_+) / [(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)], \end{aligned} \quad (2)$$

где γ_s — усредненный g -фактор, M_s — усредненная статическая намагниченность подрешеток, H_A — поле анизотропии, $\omega_+ = \gamma_s(H_C + H_0)$, $\omega_- = \gamma_s(H_C - H_0)$ — частоты антиферромагнитного резонанса, $H_C = [H_A(2H_E + H_A)]^{1/2}$ — поле „опрокидывания“ подрешеток, H_E — поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками.

При решении электродинамической задачи в приближении однородных плоских волн для поперечно намагниченного безграничного АФМ-метаматериала, получаем дисперсионное уравнение в виде

$$k = k_0(\mu_{eff\perp} \varepsilon_{eff\perp})^{1/2}, \quad (3)$$

где k — волновое число ЭМВ в среде, $k_0 = \omega/c$ — волновое число ЭМВ в вакууме, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — линейная частота, $\mu_{eff\perp}$ — эффективная магнитная проницаемость поперечно намагниченного магнетика, которая определяется на основе следующего выражения [10]:

$$\mu_{eff\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2) / \mu, \quad (4)$$

$\varepsilon_{eff\perp}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость поперечно намагниченного магнетика, которая в [5] имела следующий вид:

$$\varepsilon_{eff\perp} = \varepsilon_r [1 - \omega_{p\perp}^2 / (\omega^2 + i\alpha_{\perp})], \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \omega_{p\perp}^2 &\cong 2\pi / \langle \varepsilon_f a^2 \mu_0 \{ \ln(r_2/r_1) + \mu_{eff\perp} [\ln(a/r_2) \\ &- (3 + \ln 2 - \pi/2)/2] \} \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

$\alpha_{\perp} = \varepsilon_f \omega \omega_{p\perp}^2 / \sigma_{eff}$, $\varepsilon_f = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость магнетика, $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$ — электрическая постоянная, μ_0 — магнитная постоянная, ε_r — относительная диэлектрическая проницаемость магнетика, $\sigma_{eff} = \pi r_1^2 \sigma / a^2$ — эффективная проводимость проволочной структуры, σ — электрическая проводимость проволоки. Выражение (5) было получено в предположении однородности плотности тока, протекающего через проволоку. Данное предположение выполняется, когда радиус проволоки намного меньше глубины скин-слоя δ , т.е. $r_1 \ll \delta = (2/\mu_0 \sigma \omega)^{1/2}$ [5].

Условия, при которых $\mu_{eff\perp} < 0$, для АФМ запишутся как

$$\omega_{\perp 1} < \omega < \omega_{ar1}, \quad (7a)$$

$$\omega_{\perp 2} < \omega < \omega_{ar2}, \quad (7b)$$

где $\omega_{\perp 1,2} = [\pm(\omega_+ - \omega_-) + D_1^{1/2}]/2$ — две частоты АФМ-резонанса при поперечном намагничивании, $\omega_{ar1,2} = [(\omega_+^2 + \omega_-^2 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \pm D_2^{1/2})/2]^{1/2}$ — две частоты АФМ-антирезонанса,

$$D_1 = (\omega_+ + \omega_-)^2 + 32\pi\gamma_s^2 M_s H_A,$$

$$\begin{aligned} D_2 &= (\omega_+^2 + \omega_-^2 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A)^2 \\ &- 4\omega_+ \omega_- (\omega_+ \omega_- + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A). \end{aligned}$$

Предлагаемая к рассмотрению модель учитывает только временную дисперсию среды. Она не учитывает пространственную дисперсию проволочной структуры [18], а также отражение ЭМВ от периодической структуры, как это делалось в [5].

На рис. 2, а, b приведены дисперсионные характеристики (ДХ) ЭМВ (сплошные линии), которые рассчитаны на основе (3) с учетом (4)–(6) и (2). На рис. 2, с, d приведены частотные зависимости эффективных материальных параметров среды. Из представленных на рис. 2, а, с результатов следует, что в отсутствие 2D-периодической структуры ($\omega_{p\perp} = 0$) в АФМ существует три необыкновенные ЭМВ. Две из них являются медленными ЭМВ (кривые 2 и 3), а третья — быстрой ЭМВ (кривая 1). Все три ЭМВ находятся на частотах, где $\mu_{eff\perp} > 0$. Частота отсечки быстрой ЭМВ определяется частотой ω_{ar1} . У низкочастотной медленной ЭМВ частота отсечки отсутствует, а у высокочастотной медленной ЭМВ частота отсечки соответствует ω_{ar2} . Обе медленные ЭМВ характеризуются предельными частотами $\omega_{\perp 1,2}$, находящимися в терагерцевом диапазоне.

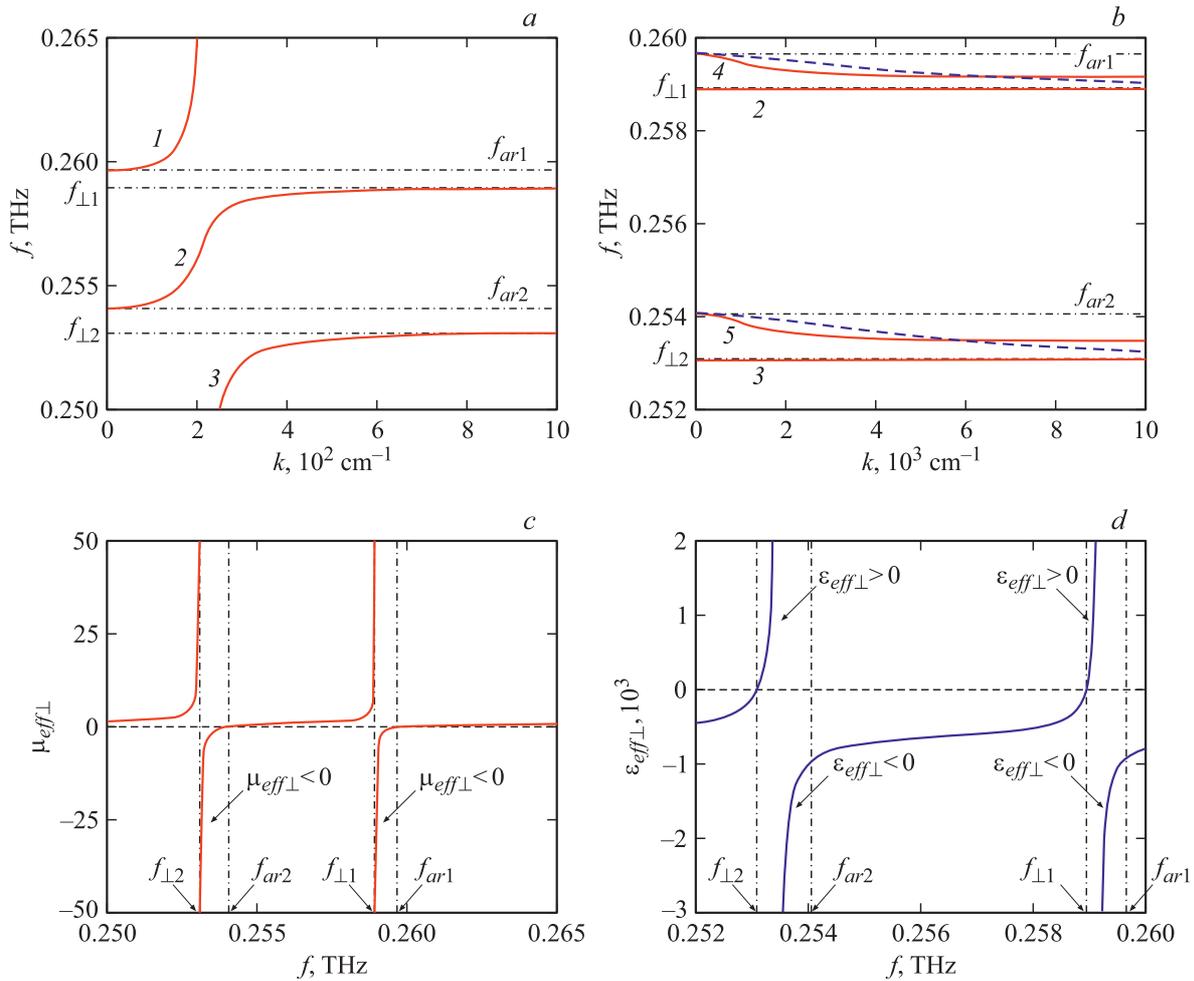


Рис. 2. Дисперсионные характеристики необыкновенных быстрых (1) и медленных (кривые 2–5) ЭМВ (a, b), а также частотные зависимости $\mu_{eff\perp}$ (c) и $\varepsilon_{eff\perp}$ (d), рассчитанные для поперечно намагниченных АФМ (a, c) и АФМ-метаматериала (b, d). На части b штриховыми линиями показаны ДХ обратных ЭМВ, рассчитанные для поперечного намагниченного АФМ-метаматериала с эффективной диэлектрической проницаемостью, соответствующей изотропной плазме, — $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_r(1 - \omega_p^2/\omega^2)$, где $\omega_p^2 = 2\pi c^2/[a^2 \ln(a/r_1)]$. Расчеты выполнены для $\omega_{p\perp} = 0$ (a, c) и для $a = 10^{-3}$ см, $r_1 = 10^{-5}$ см, $r_2 = 10^{-4}$ см (b, d). Во всех случаях $H_0 = 79.58$ кА/м, $M_s = 0.0560$ Т, $H_E = 40.98$ МА/м, $H_A = 636.64$ кА/м и $\varepsilon_r = 16$. Параметры АФМ соответствовали MnF_2 [17].

Таким образом, медленные ЭМВ обладают нормальной дисперсией.

На рис. 2, b приведены ДХ ЭМВ, полученные при наличии 2D-периодической структуры из идеально проводящих проволок ($\omega_{p\perp} \neq 0$ и $\alpha_{\perp} = 0$), радиус которых меньше глубины скин-слоя меди на частоте 0.3 THz. Видно, что в этом случае наблюдается вырождение медленных прямых ЭМВ (кривые 2, 3) в колебания на частотах $\omega_{\perp 1,2}$, так как в полосе частот существования этих волн $\mu_{eff\perp} > 0$, а $\varepsilon_{eff\perp} < 0$ (рис. 2, c, d). Частота отсечки быстрой ЭМВ перестает соответствовать частоте ω_{ar1} и смещается в более высокочастотную область (> 1.5 THz), где $\mu_{eff\perp} > 0$ и $\varepsilon_{eff\perp} > 0$ (рис. 2, c, d). Наиболее значимый результат заключается в появлении двух обратных медленных ЭМВ (кривые 4, 5), находящихся в разных частотных диапазонах, где $\mu_{eff\perp} < 0$ и $\varepsilon_{eff\perp} < 0$ (рис. 2, c, d). Необходимо отметить, что на частотах,

где $\mu_{eff\perp} < 0$, эффективная диэлектрическая проницаемость среды может быть как меньше, так и больше нуля. В связи с этим каждая обратная ЭМВ занимает только часть диапазона частот, в котором $\mu_{eff\perp} < 0$. На рис. 2, b приведены также ДХ двух обратных ЭМВ (штриховые линии), рассчитанные на основе (2)–(4) для АФМ-метаматериала с эффективной диэлектрической проницаемостью, соответствующей изотропной плазме (см. выражение, приведенное в подписи к рис. 2) [19]. Видно, что в данном приближении (изоляторы имеют бесконечно большой радиус) обратные ЭМВ являются более замедленными и занимают более широкую полосу частот, которая определяется выражениями (7a) и (7b).

В заключение отметим, что полученные результаты представляют интерес для разработки функциональных материалов для терагерцевой магноники.

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] *Metamaterials. Devices and applications*, ed. by A.L. Borja (InTech Open, 2017). DOI: 10.5772/67198
- [2] В.Г. Веселаго, УФН, **92** (3), 517 (1967). DOI: 10.3367/UFNr.0092.196707d.0517
- [3] Ю.И. Беспятовых, А.С. Бугаев, И.Е. Дикиштейн, ФТТ, **43** (11), 2043 (2001).
- [4] А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, УФН, **174** (6), 657 (2004). DOI: 10.3367/UFNr.0174.200406e.0657
- [5] G. Dewar, *New J. Phys.*, **7** (1), 161 (2005). DOI: 10.1088/1367-2630/7/1/161
- [6] Y. He, P. He, S.D. Yoon, P.V. Parimic, F.J. Rachford, V.G. Harris, C. Vittoria, *J. Magn. Mater.*, **313** (1), 187 (2007). DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.12.031
- [7] H. Zhao, J. Zhou, Q. Zhao, B. Li, L. Kang, Y. Bai, *Appl. Phys. Lett.*, **91** (13), 131107 (2007). DOI: 10.1063/1.2790500
- [8] K. Bi, J. Zhou, H. Zhao, X. Liu, C. Lan, *Opt. Express*, **21** (9), 10746 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.010746
- [9] F.J. Rachford, D.N. Armstead, V.G. Harris, C. Vittoria, *Phys. Rev. Lett.*, **99** (5), 057202 (2007).
- [10] А.Г. Гуревич, *Ферриты на сверхвысоких частотах* (Физматлит, М., 1960).
- [11] A.V. Ustinov, G. Srinivasan, *Appl. Phys. Lett.*, **93** (14), 142503 (2008). DOI: 10.1063/1.2996585
- [12] F. Fan, S.-J. Chang, C. Niu, Y. Hou, X.-H. Wang, *Opt. Commun.*, **285** (18), 3763 (2012). DOI: 10.1016/j.optcom.2012.05.044
- [13] M. Białek, T. Ito, H.M. Ronnow, J.-P. Ansermet, *Phys. Rev. B*, **99** (6), 064429 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.99.064429
- [14] Y.J. Huang, G.J. Wen, T.Q. Li, J.L.W. Li, K. Xie, *IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett.*, **11**, 264 (2012). DOI: 10.1109/LAWP.2012.2189090
- [15] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кириллюк, УФН, **190** (10), 1009 (2020). DOI: 10.3367/UFNe.2019.07.038609
- [16] А.Р. Сафин, С.А. Никитов, А.И. Кириллюк, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, П.А. Стремоухов, М.В. Логунов, П.А. Попов, ЖЭТФ, **158** (1), 85 (2020). DOI: 10.31857/S0044451020070081
- [17] A.Yu. Sharaevskaya, D.V. Kalyabin, E.N. Beginin, Y.K. Fetisov, S.A. Nikitov, *J. Magn. Mater.*, **475**, 778 (2019). DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.11.130
- [18] P.A. Belov, R. Marqués, S.I. Maslovski, I.S. Nefedov, M. Silveirinha, C.R. Simovski, S.A. Tretyakov, *Phys. Rev. B*, **67** (11), 113103 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevB.67.113103
- [19] М.Д. Амельченко, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский, Письма в ЖТФ, **45** (23), 14 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.23.48712.17830