

*Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.
Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН*

Изочастотные и дисперсионные зависимости поверхностных спиновых волн в касательно намагниченной структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл

В магнитостатическом приближении исследованы изочастотные и дисперсионные зависимости поверхностных спиновых волн в касательно намагниченной структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл. Найдено, что изочастотные зависимости $k_z(k_y)$ этих волн в широком диапазоне частот исходят из точки ($k_y = 0, k_z = 0$), причём в некотором интервале частот они имеют форму замкнутой петли. Установлено, что интервал возможных ориентаций волнового вектора при фиксированной частоте может быть больше интервала, ограничиваемого углами отсечки. Обнаружено, что дисперсионные зависимости спиновых волн, рассчитанные для разных фиксированных ориентаций волнового вектора, отходят от оси частот при различных значениях частоты, причём для ориентаций, превышающих угол отсечки, эти зависимости существуют лишь в ограниченном интервале волновых чисел.

Ключевые слова: структура металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл, спиновая волна, ограниченная дисперсионная зависимость, петлеобразная изочастотная зависимость.

Как известно, ферритовая пластина – одна из немногих реальных сред, в которой могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями спиновые волны [1]. Одним из наиболее привлекательных свойств спиновых волн, распространяющихся в некоторых ферритовых структурах, является свойство невзаимности, когда параметры волны, распространяющейся в прямом и в обратном направлении, отличаются. Например, как показано ещё в [1], у двух лучей поверхностной спиновой волны, распространяющихся в свободной ферритовой пленке в противоположных направлениях, энергия волны локализована вблизи противоположных поверхностей пленки. Однако в этом случае оба луча имеют *одинаковые* по модулю волновые векторы и векторы групповой скорости. В то же время, как указывалось в [2], если структура несимметрична, то изочастотная зависимость волны в структуре не является центрально-симметричной фигурой и в такой структуре можно наблюдать невзаимное распространение волн, при котором волновые векторы и векторы групповой скорости противоположно направленных лучей *не одинаковы* (подробнее см. раздел 6.4 в [2]). В частности, такими свойствами обладают спиновые волны в плоскопараллельной структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл (МДФДМ) и её частном случае – структуре феррит-диэлектрик-металл (ФДМ). Если создать на основе таких структур магнетонный кристалл, то, очевидно, такой кристалл также будет обладать невзаимными свойствами – его дисперсионные свойства, будут существенно отличаться от свойств обычных магнетонных кристаллов (см., например, [3]).

Важнейшими характеристиками спиновых волн в структуре МДФДМ являются их изочастотные зависимости. Очевидно, что эти зависимости будут определять, например, степень невзаимности магнетонного кристалла, созданного на основе этой структуры, а также диапазон возможных ориентаций волнового вектора спиновых волн в магнетонном

кристалле. Однако, несмотря на то, что ранее характеристики спиновых волн для структуры МДФДМ и, в особенности, для структуры ФДМ исследовались во многих работах (см., например, [4 – 22]), изочастотные зависимости спиновых волн в структуре МДФДМ до сих пор не исследованы. Ниже будут рассчитаны изочастотные зависимости спиновых волн в структуре МДФДМ и проанализированы свойства этих волн.

Рассмотрим бесконечную ферритовую пластину 2 толщиной s , окруженную слоями немагнитного изотропного диэлектрика (или пространствами вакуума) 1 и 3 (рис. 1а). На некотором расстоянии d от верхней поверхности ферритовой пластины 2 расположен слой идеально проводящего металла 4. Характеризуя электромагнитные поля в средах 1 – 3, будем сопоставлять им соответствующие индексы $j = 1, 2$ или 3. Пластина 2 намагничена до насыщения касательным однородным магнитным \mathbf{H}_0 и характеризуется тензором магнитной проницаемости $\overline{\mu}_2$. СВЧ магнитная индукция \mathbf{b} и СВЧ магнитное поле \mathbf{h} внутри и вне ферритовой пластины связаны выражениями $\mathbf{b}_2 = \overline{\mu}_2 \mathbf{h}_2$ и $\mathbf{b}_{1,3} = \mathbf{h}_{1,3}$. Используя в качестве исходных уравнения Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении $\text{rot } \mathbf{h} = 0$ и $\text{rot } \mathbf{b} = 0$ и вводя магнитоэлектростатический потенциал Ψ в соответствии с выражением $\mathbf{h} = \text{grad } \Psi$, можно получить уравнения для потенциала внутри и вне ферритовой пластины. Исходя из непрерывности нормальной компоненты \mathbf{b} и потенциала Ψ на границах сред 1 – 3, можно составить систему уравнений, решив которую получим следующее дисперсионное уравнение (вывод уравнения см. в [5, 19]):

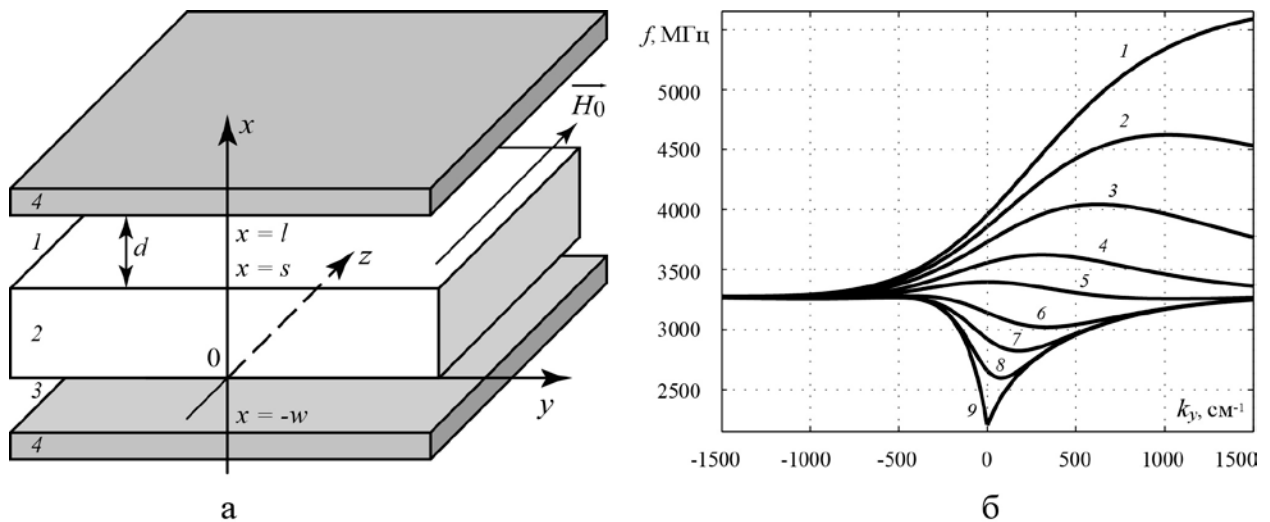


Рис.1. Геометрия задачи (а) (1, 3 – слои диэлектрика или пространства вакуума; 2 – ферритовая пластина; 4 – идеально проводящие плоскости) и дисперсионные зависимости спиновых волн в структуре МДФДМ (б) при $w = 16$ мкм, $s = 10$ мкм для разных значений $d = 0, 2, 5, 10, 16, 30, 50, 100$ мкм (кривые 1–8) и $d \rightarrow \infty$ (кривая 9).

$$\frac{\mu k_{2x} - vk_y + k_{1x} \text{th}(k_{1x}w)}{\mu k_{2x} + vk_y - k_{1x} \text{th}(k_{1x}w)} = \frac{\mu k_{2x} - vk_y - k_{1x} \text{th}(k_{1x}d)}{\mu k_{2x} + vk_y + k_{1x} \text{th}(k_{1x}d)} \exp(-2k_{2x}s) \quad (1)$$

где k_{1x} , k_{2x} , k_y и k_z – компоненты волнового вектора (причем k_{1x} и k_{2x} – положительные числа), $\mu = 1 + \omega M \omega_H / (\omega_H^2 - \omega^2)$ и $v = \omega M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2)$ – диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости феррита, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi \gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ – гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита, f – частота волны. Перемножая левую и правую части уравнения (1), приводя подобные, и вводя полярную систему координат можно записать уравнение (1) в виде

$$\begin{aligned}
& \sin^2 \varphi + \mu_{\perp} \cos^2 \varphi + \mu^{-1} + 2\alpha \operatorname{cth}(\alpha ks) + \\
& (\sin^2 \varphi + \mu_{\perp} \cos^2 \varphi - \mu^{-1} + 2\nu\mu^{-1} \cos \varphi) \exp(-2kd) + \\
& (\sin^2 \varphi + \mu_{\perp} \cos^2 \varphi - \mu^{-1} - 2\nu\mu^{-1} \cos \varphi) \exp(-2kw) + \\
& (\sin^2 \varphi + \mu_{\perp} \cos^2 \varphi + \mu^{-1} - 2\alpha \operatorname{cth}(\alpha ks)) \exp(-2k(d+w)) = 0
\end{aligned} \tag{2}$$

где k – модуль волнового вектора \mathbf{k} в плоскости структуры, φ – угол между вектором \mathbf{k} и коллинеарной осью y , $\alpha = \sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi / \mu}$, а $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \nu^2) / \mu$.

Рассчитаем характеристики спиновых волн при следующих параметрах: $s = 10$ мкм, $H_0 = 300$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс. Выберем также значения d и w таким образом, чтобы одно из них отличалось как от нуля, так и от бесконечности. Пусть, например, $w = 16$ мкм.

Дисперсионные зависимости спиновых волн $f(k_y)$ в структуре МДФДМ для $w = 16$ мкм и различных значений d представлены на рис. 1б. Можно предположить, что наибольшим количеством особенностей распространения будут обладать спиновые волны, для которых дисперсионная зависимость $f(k_y)$ имеет несколько точек экстремума. Такая зависимость, возникающая при $w = 16$ мкм и $d = 30$ мкм, показана на рис. 2а. Зависимости $f(k)$ для различных значений угла φ при тех же параметрах структуры показаны на рис. 2б.

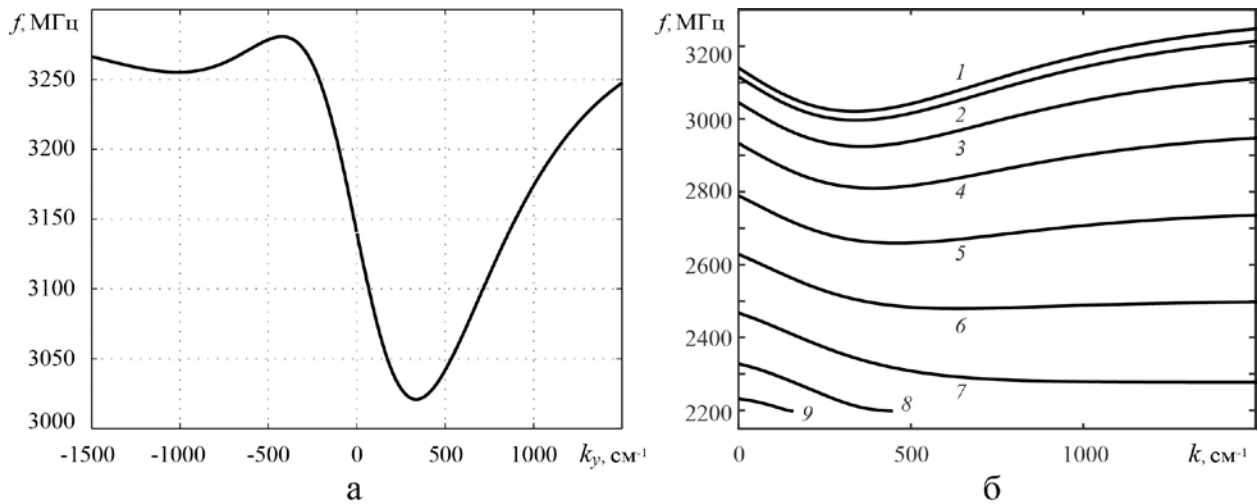


Рис. 2. Дисперсионные зависимости спиновых волн в структуре МДФДМ при $w = 16$ мкм, $s = 10$ мкм и $d = 30$ мкм от компоненты k_y (а) и от волнового числа k (б) для значений $\varphi = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ и 80° (кривые 1–9, значения угла φ отсчитывались от оси k_y против часовой стрелки)

На рис. 3 приведены изочастотные зависимости спиновых волн, соответствующие дисперсионным зависимостям, показанным на рис. 2.

Проанализируем рассчитанные характеристики спиновых волн. Прежде всего, отметим, что в структуре МДФДМ дисперсионные зависимости $f(k)$ для различных значений угла φ «отходят» от оси частот при различных значениях частоты (см. рис. 2б), тогда как в свободной ферритовой пластине аналогичные дисперсионные зависимости $f(k)$ для различных значений угла φ всегда начинаются на оси частот в одной точке – при $\omega = \omega_{\perp}$. Здесь использован термин «отходят», поскольку в структуре МДФДМ сами точки, лежащие на оси частот, не являются решениями дисперсионного уравнения (2) и дисперсионной зависимости не принадлежат (в этом несложно убедиться, полагая в уравнении (2) $k = 0$). В этом смысле изочастотные зависимости на рис. 3 также «исходят» из точки $k_y = 0$ и $k_z = 0$ (т.е., от оси частот) в целом интервале значений частоты (см. кривые 1 – 4). Именно для этих изочастотных зависимостей интервал углов φ , соответствующий всем возможным ориентациям волнового вектора спиновой волны (с заданной частотой),

может быть *больше* интервала, ограничиваемого значениями углов отсечки $\varphi_{отс}$ волнового вектора (здесь, как и принято, мы называем углами отсечки волнового вектора углы, соответствующие асимптотам изочастотных кривых). Такое изменение изочастотных зависимостей, в свою очередь, поясняет тот факт, что дисперсионные зависимости для значений $|\varphi| > |\varphi_{отс}|$ на рис. 2б (кривые 8, 9) существуют лишь в *ограниченном интервале* значений волнового числа k , причём эти ограниченные дисперсионные зависимости описывают *только обратные* спиновые волны (рис. 2б, кривые 8, 9). Остальные дисперсионные зависимости имеют участки, соответствующие прямым волнам, и участки, соответствующие обратным волнам (рис. 2б, кривые 1 - 6).

Отметим также, что на изочастотной зависимости для $f = 3025$ МГц (и на изочастотных зависимостях для других значений частоты f в интервале от ~ 3021 МГц до 3140 МГц) имеется *петля* (рис. 3, кривая 3), которую, однако, нельзя считать замкнутой, поскольку точка, соответствующая $k_y = 0$ и $k_z = 0$, не принадлежит изочастотной зависимости.

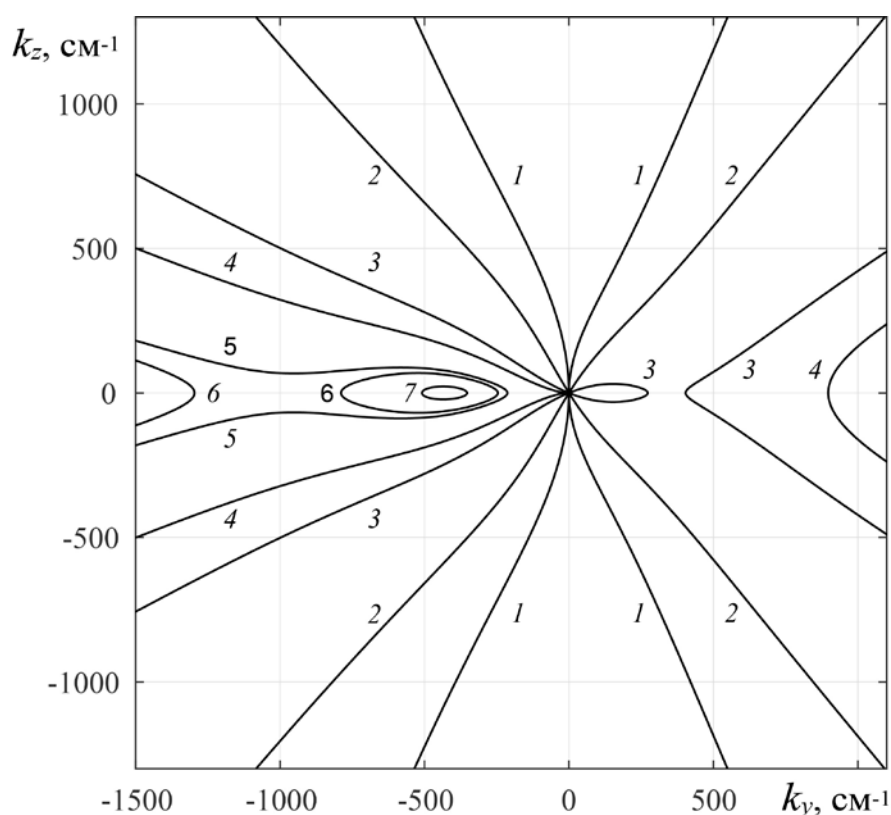


Рис. 3. Изочастотные зависимости спиновых волн в структуре МДФДМ при $w = 16$ мкм, $s = 10$ мкм и $d = 30$ мкм для следующих значений частоты f (в МГц): $2198 \approx f_{\perp}$ (1), 2500 (2), 3025 (3), 3150 (4), 3250 (5), 3260 (6), 3278 (7)

В целом, как видно из представленных рисунков, в *несимметричной* структуре МДФДМ дисперсионные зависимости тоже являются *несимметричными* относительно оси частот, а изочастотные зависимости – относительно прямой $k_y = 0$, что обуславливает *возникновение невзаимных* свойств у спиновых волн и может использоваться для создания невзаимных магнонных кристаллов.

Подробнее изложенный материал описан в работах [23, 24].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-00033).

Библиографический список

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. / *J. Phys. Chem. Sol.*, 1961, V.19 – №3/4 – p.308-320.
2. Локк Э.Г. Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики. / *Успехи физических наук*. 2008, т. 178 – № 4 – С. 397-417.
3. Анненков А.Ю., Герус С.В. Дисперсионные свойства магнетонного кристалла с невязимностью. *Известия РАН. Серия физическая*. 2017, т. 81 – №8 – С.1091-1094.
4. Van de Vaart H. Influence of metal plate on surface magnetostatic modes of magnetic slab. / *Electronics Letters*. 1970, V.6 – №19 – P.601-602.
5. Bongiani W. L. Magnetostatic Propagation in a Dielectric Layered Structure / *J. Appl. Phys.* 1972, V.43 – №6 – P. 2541-2548.
6. Yukawa T., Yamada J., Abe K., Ikenoue J. Effects of Metal on the Dispersion Relation of Magnetostatic Surface Waves. / *Japanese Journal of Applied Physics*, 1977, V. 16 – №12 – P. 2187-2196.
7. Gupta S.S., Srivastava N.C. Power flow and energy distribution of magnetostatic bulk waves – in dielectric layered structure. / *J. Appl. Phys.* 1979. V.50. – №11 – P.6697-6699.
8. Chang K. W., Owens J. M., Carter R. L. Linearly dispersive time delay control of magnetostatic surface wave by variable ground-plane spacing. / *Electronics Letters*, 1983, V. 19 – №14 – P. 546-547.
9. Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И. Прохождение поверхностных магнитостатических волн под металлической полосой, расположенной над поверхностью ферритовой пленки. / *Радиотехника и электроника*, 1989, Т.34 – №7 – С. 1381-1384.
10. Беспятовых Ю.И., Дикштейн И.Е., Симонов А.Д. Рассеяние магнитостатических волн идеально проводящей полуплоскостью. / *ЖТФ*. 1989. Т. 59 – №2 – С.10-18.
11. Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И. Преломление поверхностных магнитостатических волн на границе раздела сред феррит и феррит-диэлектрик-металл. / *Радиотехника и электроника*, 1991. Т.36 – №10 – С. 1959-1967.
12. Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И. Преломление поверхностных магнитостатических волн металлической полоской, расположенной на поверхности ферритовой пленки. / *Радиотехника и электроника*, 1991, Т.36 – №12 – С. 2345-2350.
13. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. / Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993.
14. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны / Москва, Наука, 1994.
15. Зубков В. И., Щеглов В.И. Обратные поверхностные магнитостатические волны в структуре феррит – диэлектрик – металл / *Радиотехника и электроника*. 1997, Т. 42 – №9 – С. 1114-1120.
16. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Обратные поверхностные электромагнитные волны в композитных структурах, использующих ферриты. / *Радиотехника и электроника*, 2003, Т. 48 – №2 – С. 169-176.
17. Локк Э.Г. Дисперсия магнитостатических волн в композитной структуре феррит – решётка металлических полосок. / *Радиотехника и электроника*, 2003. т.48 – №12 – с. 1484-1494.
18. Локк Э.Г. Распространение поверхностных магнитостатических волн в композитной структуре феррит – решетка металлических полосок. / *Радиотехника и электроника*, 2005, Т. 50 – №1 – С. 74-81.
19. Локк Э.Г. Влияние «магнитной стенки» и проводящей плоскости на характеристики магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине. / *Радиотехника и электроника*, 2007, Т. 52 – №2 – С. 202-210.
20. Вашковский А.В., Локк Э.Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах. *Успехи физических наук*, 2011, Т. 181 – №3 – С. 293-304.
21. Локк Э. Г. Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) / *Радиотехника и электроника*, 2014, Т. 59. – №7. – с. 711-721.
22. Локк Э.Г., Вашковский А.В. Влияние металлического экрана и магнитной стенки на картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны / *Радиотехника и электроника*, 2016, Т. 61. – №8. – С. 746-756.
23. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. Характеристики поверхностных спиновых волн в структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл. / *Известия РАН. Серия физическая*, 2018, Т. 82 – №8 – в печати.
24. Локк Э.Г., Анненков А.Ю., Герус С.В. Характеристики поверхностных спиновых волн в касательно намагниченной структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл. / *Радиотехника и электроника*, 2018, Т. 63 – №9 – в печати.