

Прямые и обратные поверхностные спиновые волны в симметричной структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл

Э.Г. Локк, С.В. Герус, А.Ю. Анненков

Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация: Исследованы изочастотные и дисперсионные зависимости поверхностных спиновых волн в касательно намагниченной структуре металл – диэлектрик – феррит – диэлектрик – металл. Найдено, что при определённых параметрах в этой структуре можно возбудить обратные одномодовые спиновые волны, возникающие во всём диапазоне частот и во всём диапазоне ориентаций волнового вектора, в которых эти волны существуют.

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

В последние десятилетия сложилось новое научное направление, связанное с разработкой и исследованием новых искусственных сред (или метаматериалов) и различных структур на их основе. Разработка и создание искусственных сред и структур на основе ферромагнитных материалов (в частности, на основе ферритовых плёнок) является актуальным научно-техническим направлением современной радиоэлектроники, поскольку характеристики электромагнитных волн в таких средах могут существенно и выгодно отличаться от характеристик этих волн как в изотропных, так и в анизотропных средах.

Как известно, в ферритовой пластине могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями обратные спиновые волны, названные в [1] обратными объёмными магнитостатическими волнами. К недостаткам этих волн, препятствующих их практическому использованию, можно отнести их многомодовость и отсутствие линейного участка на дисперсионной зависимости первой моды (которая, в основном и возбуждается в экспериментах). Ниже на основе расчётов будет показано, что уже в простейшей искусственной плоскопараллельной структуре на основе ферритовой плёнки - структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл (МДФДМ) – можно возбудить обратные одномодовые спиновые волны, возникающие (при определённых параметрах структуры) во всём диапазоне частот и во всём диапазоне ориентаций волнового вектора, в которых эти волны существуют. Несмотря на то, что ранее характеристики спиновых волн в структуре МДФДМ и, в особенности, в структуре ФДМ исследовались во многих работах (см., например, [2 – 13]), изочастотные зависимости спиновых волн в *несимметричной* структуре МДФДМ исследованы лишь недавно в [13]. В данной работе будет рассчитана дисперсионная поверхность спиновых волн в *симметричной* структуре МДФДМ, а также будут проанализированы изочастотные и дисперсионные зависимости этих волн.

Рассмотрим бесконечную ферритовую пластину 2 толщиной s , окружённую слоями немагнитного изотропного диэлектрика (или пространствами вакуума) 1 и 3 (рис. 1а). На некоторых расстояниях d и w от верхней и нижней поверхностей ферритовой пластины 2 расположены слои идеально проводящего металла 4. Пластина 2 намагничена до насыщения касательным однородным магнитным \mathbf{H}_0 . Используя в качестве исходных уравнения Максвелла в магнитостатическом

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 дисперсионное уравнение, описывающее распространение *поверхностной* спиновой волны (ПСВ) в *произвольном* направлении структуры МДФДМ (вывод и др. формы записи уравнения см. в [8, 13]):

$$\frac{\alpha\mu - \nu \cos \varphi + \text{th}(kw)}{\alpha\mu + \nu \cos \varphi - \text{th}(kw)} = \frac{\alpha\mu - \nu \cos \varphi - \text{th}(kd)}{\alpha\mu + \nu \cos \varphi + \text{th}(kd)} \exp(-2\alpha ks) \quad (1)$$

где k – модуль волнового вектора \mathbf{k} в плоскости структуры, φ – угол между вектором \mathbf{k} и коллинеарной осью y , $\alpha = \sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi / \mu}$, $k_y = k \cos \varphi$ и $k_z = k \sin \varphi$ – компоненты волнового вектора в декартовой системе координат, $\mu = 1 + \omega_M \omega_H / (\omega_H^2 - \omega^2)$ и $\nu = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2)$ – диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости феррита, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ – гиромангнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита, f – частота волны, а $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \nu^2) / \mu$.

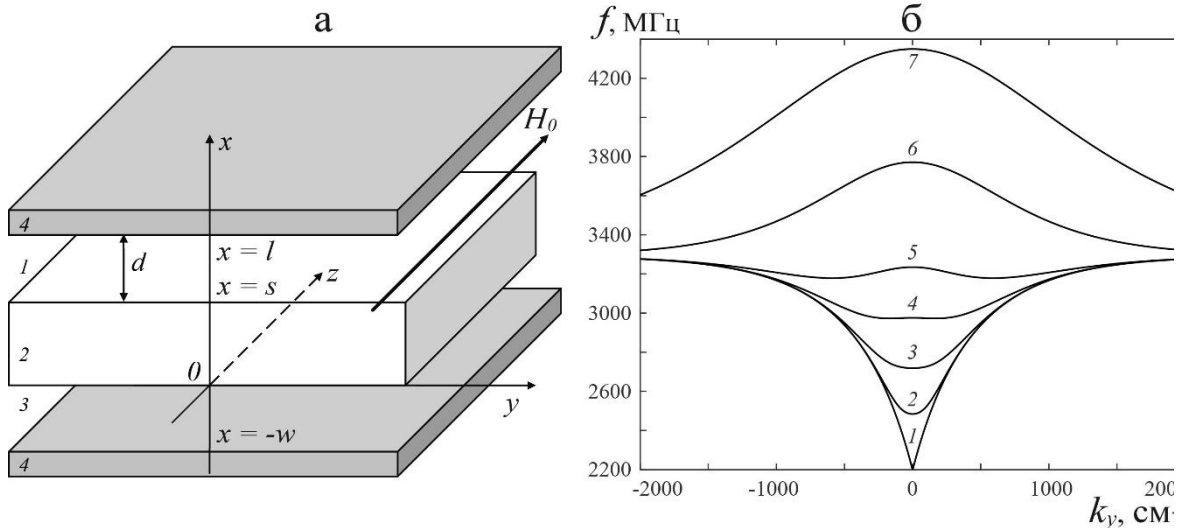


Рисунок 1. а: геометрия задачи: 1, 3 – слои диэлектрика (или пространства вакуума), 2 – ферритовая пластина, 4 – идеально проводящие плоскости; б: дисперсионные зависимости ПСВ в симметричной структуре МДФДМ при $w = d$ и $s = 10$ мкм для следующих значений w и d : ∞ , 100, 50, 30, 20, 10 и 5 мкм (кривые 1 – 7).

Рассмотрим характеристики ПСВ в симметричной структуре МДФДМ, в которой $d = w$. В этом случае несложно получить дисперсионное уравнение для волн, распространяющихся вдоль коллинеарной оси y . Полагая в (1) $d = w$ и $\varphi = 0$, перемножая левую и правую части уравнения (1) и приводя подобные, получим:

$$\mu_{\perp} + 2 \text{th}(kd) \text{cth}(ks) + \frac{1}{\mu} \text{th}^2(kd) = 0 \quad (2)$$

Из этого уравнения несложно получить зависимость $\omega(k)$ в явном виде:

$$\omega = \sqrt{\omega_H^2 + \frac{\omega_M^2 + 2\omega_H \omega_M [1 + \text{th}(kd) \text{cth}(ks)]}{1 + \text{th}^2(kd) + 2 \text{th}(kd) \text{cth}(ks)}} \quad (3)$$

Поскольку в уравнениях (2) и (3) $\varphi = 0$, то вместо k можно писать и k_y , так как $k_y = k$.

На рис. 1б приведены дисперсионные характеристики ПСВ $f(k_y)$ в симметричной

структуре МДФДМ для различных значений $d = w$ при следующих параметрах: $s = 10$ мкм, $H_0 = 300$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс. Как показали расчёты, в структуре МДФДМ при значениях $d = w > 35$ мкм вдоль оси y распространяется ПСВ, являющаяся *прямой одномодовой* волной во всём диапазоне частот, а при значениях $d = w < 13$ мкм вдоль оси y распространяется ПСВ, являющаяся *обратной одномодовой* волной во всём диапазоне частот (см. рис. 1б). При этом в обоих случаях на зависимости $f(k_y)$ имеется участок, содержащий точку перегиба, что позволит в некотором интервале частот реализовать неискажённую передачу полезного сигнала, путём амплитудной модуляции ПСВ (см. [14]). Оказывается, *обратный одномодовый* характер ПСВ сохраняется не только во всём диапазоне частот, но и во всём диапазоне ориентаций φ волнового вектора \mathbf{k} в плоскости структуры, что наглядно показывает фрагмент дисперсионной поверхности волны $f(k, \varphi)$, приведённый на рис. 2, и основные сечения поверхности $f(k, \varphi)$ – изочастотные и дисперсионные зависимости, показанные 3.

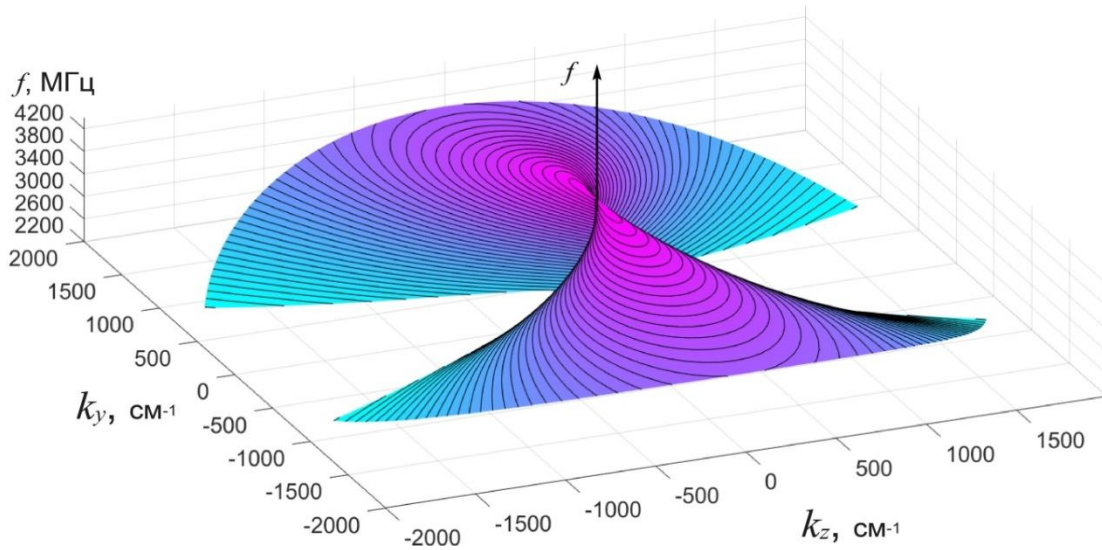


Рисунок 2. Фрагмент дисперсионной поверхности ПСВ $f(k, \varphi)$ в структуре МДФДМ при $w = d = 5$ мкм и $s = 10$ мкм для интервала волновых чисел $0 < k < 2000$ см⁻¹ и интервалов углов $-65^\circ < \varphi < 65^\circ$ (ближний фрагмент) и $115^\circ < \varphi < 245^\circ$ (дальний фрагмент). Показаны изочастотные зависимости, рассчитанные для значений частоты 2200...4300 МГц через 50 МГц.

Проанализируем рассчитанные характеристики. Прежде всего, отметим, что дисперсионные зависимости $f(k)$ для различных значений угла φ «отходят» от оси частот при *различных* значениях частоты (рис. 3б), тогда как в свободной ферритовой пластине аналогичные зависимости $f(k)$ всегда начинаются на оси частот при $\omega = \omega_\perp$. Здесь использован термин «отходят», поскольку в структуре МДФДМ сами точки, лежащие на оси частот, не являются решениями уравнения (1) и не принадлежат дисперсионной зависимости (в этом можно убедиться, полагая в уравнении (1) $k = 0$). В этом смысле изочастотные зависимости на рис. 3 также «исходят» из точки $k_y = 0$ и $k_z = 0$ (т.е., от оси частот) и напоминают по форме петли в целом интервале значений частоты (рис. 3а). Частота $\omega(k \rightarrow \infty)$, к которой стремятся зависимости $f(k)$ при $k \rightarrow \infty$, определяется выражением, совпадающим с аналогичным выражением для ПСВ в ферритовой пластине

$$\omega(k \rightarrow \infty) = \frac{\omega_H + (\omega_H + \omega_M) \cos^2 \varphi}{2 \cos \varphi} \quad (4)$$

Значение частоты $\omega(\varphi = 0, k \rightarrow 0)$, к которому стремится зависимость $f(k)$ при $\varphi = 0$ и $k \rightarrow 0$ (кривая 1 на рис. 3б), можно найти из выражения (3), полагая в нём $k \rightarrow 0$ и

используя правило Лопиталья (или разложение в ряд Тейлора):

$$\omega(\varphi = 0, k \rightarrow 0) = \sqrt{\omega_H^2 + \frac{\omega_M^2 + 2\omega_H\omega_M(1+d/s)}{1+2d/s}} \quad (5)$$

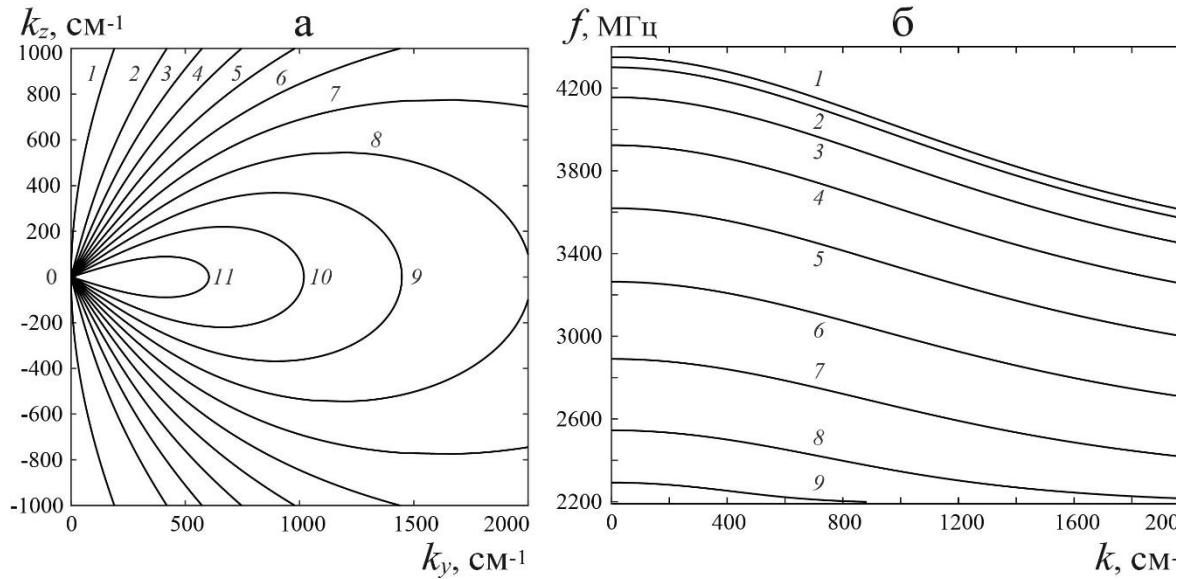


Рисунок 3. а: Изочастотные зависимости *обратных* ПСВ в структуре МДФДМ при $w = d = 5$ мкм и $s = 10$ мкм для частот 2200...4200 с шагом 200 МГц; **б:** Дисперсионные зависимости $f(k)$ для значений $\varphi: 0^\circ \dots 80^\circ$ с шагом 10° (кривые 1 – 9); значения угла φ отсчитывались от оси k_y против часовой стрелки.

Для изочастотных зависимостей интервал углов φ , соответствующий всем возможным ориентациям волнового вектора ПСВ (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 $|\varphi| > |\varphi_{отсmax}| = 67.5^\circ$ (кривые 8 и 9 на рис. 3б) существуют лишь в *ограниченном интервале* значений k .

Приведём ещё изочастотные зависимости *прямых* ПСВ в структуре МДФДМ при $w = d = 50$ мкм и $s = 10$ мкм (рис. 4). Рассматривая дисперсионную зависимость $f(k_y)$ для этой структуры (кривая 3 на рис. 1б) и рассчитывая по формуле (5) частоту $f = \omega(\varphi = 0, k \rightarrow 0)/2\pi = 2719$ МГц, можно подумать, что ПСВ в этой структуре существуют лишь при $f > 2719$ МГц. Однако, из рис. 4 видно, что ПСВ в этой структуре существуют при $f > f_{\perp} = 2198$ МГц! Это объясняется тем, что в интервале частот $2198 \text{ МГц} < f < 2719 \text{ МГц}$ уравнение (1) не имеет решений, соответствующих ориентации волнового вектора $\varphi = 0$. Поэтому по одному лишь виду зависимости $f(k_y)$ на рис. 1б, нельзя адекватно представить дисперсионную поверхность ПСВ $f(k, \varphi)$.

В целом, как видно из представленных рисунков, свойства дисперсионных и изочастотных зависимостей ПСВ в *симметричной* структуре МДФДМ могут представлять практический интерес и использоваться при разработке различных спинволновых устройств и магнанных кристаллов.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-00033).

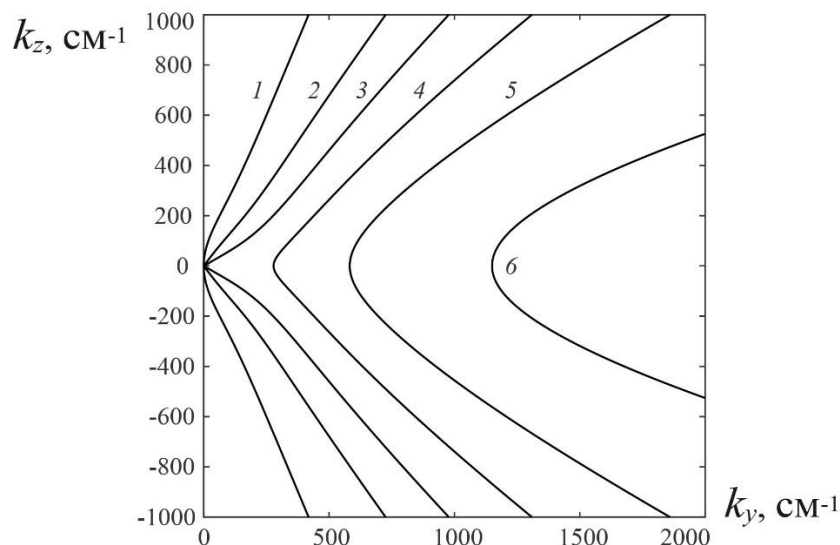


Рисунок 4. Изочастотные зависимости *прямых* ПСВ в симметричной структуре МДФДМ при $w = d = 50$ мкм и $s = 10$ мкм для частот 2200...3200 с шагом 200 МГц (кривые 1 – 6).

Список литературы

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. / J. Phys. Chem. Sol. — 1961. — Vol.19 — №3/4 — P. 308—320.
2. Van de Vaart H. Influence of metal plate on surface magnetostatic modes of magnetic slab. / Electronics Letters. — 1970. — Vol.6 — №19 — P. 601—602.
3. Bongiani W. L. Magnetostatic Propagation in a Dielectric Layered Structure / J. Appl. Phys. — 1972. — Vol.43 — №6 — P. 2541—2548.
4. 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. — Vol.16 — №12 — P. 2187—2196.
5. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. / Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993.
6. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны / Москва, Наука, 1994.
7. 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.
8. 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.
9. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах. УФН — 2011. — Т. 181 — №3 — С. 293—304.
10. 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.
11. 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.
12. 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 — С. 1037—1040.
13. 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 — №10 — С. 1089—1098.
14. Локк Э. Г. О применимости понятия «групповая скорость» при описании поверхностной спиновой волны. / Известия РАН. Серия физическая — 2018. — Т. 82 — №8 — С. 1080—1084.