

УДК 537.624,537.632

ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ–ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ

© 2020 г. С. В. Герус¹, *, Э. Г. Локк¹, А. Ю. Анненков¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

*E-mail: svg318@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 30.08.2019 г.

После доработки 16.09.2019 г.

Принята к публикации 28.10.2019 г.

Исследовано изменение групповой скорости поверхностных спиновых волн в касательно-намагниченной структуре феррит–диэлектрик–металл. Показано, что если на дисперсионной зависимости волны точки перегиба находятся близко друг к другу, то в структуре возникают интервал волновых чисел шириной $\sim 80 \text{ см}^{-1}$ и интервал значений частоты шириной $\sim 50 \text{ МГц}$, в которых полезный сигнал, модулирующий спиновую волну, может передаваться без искажений.

DOI: 10.31857/S0367676520020118

В работе [1] Л.И. Мандельштам обратил внимание, что при определенных условиях в средах с дисперсией использование понятия “групповая скорость” может оказаться бессмысленным, поскольку полезный сигнал, модулирующий синусоидальную волну и распространяющийся с групповой скоростью, не может передаваться без искажения его формы даже на небольшое расстояние.

Как известно, спиновые волны распространяются в ферритовых средах и структурах, которые, как правило, являются диспергирующими, и характеризуются нелинейной дисперсионной зависимостью частоты от волнового числа $\omega(k)$ (из-за чего синусоидальные волны с разной величиной k распространяются с разными фазовыми скоростями). Хотя спиновые волны описаны в ряде монографий (см., например, [2]), вопрос о возможности использования различных ферритовых сред и структур для неискаженной передачи информации с помощью спиновых волн исследован недостаточно.

Как было показано в работе [1], полезный сигнал, модулирующий волну с заданными частотой f_0 и волновым числом k_{y0} , может пробежать расстояние S вдоль некоторой оси y без сильных искажений формы при следующем условии

$$\left| \frac{\pi \partial U}{U \partial \lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0} S \right| \ll 1, \quad (1)$$

где U – модуль вектора групповой скорости, $\lambda_0 = 2\pi/k_{y0}$ – длина модулируемой волны, а $\partial U/\partial \lambda$ – значение производной, вычисляемое при $\lambda = \lambda_0$.

Недавно, в работе [3] было предложено записывать условие (1) в виде

$$S \ll S_{cr}, \quad (2)$$

где критическое расстояние S_{cr} вычисляется по формуле

$$S_{cr} = \frac{2}{k_y^2} \frac{\left| \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}} \right|^2}{\left| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}}} \quad \text{или} \quad \frac{S_{cr}}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi^2} \frac{\left| \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}} \right|^2}{\left| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}}}, \quad (3)$$

которую определяют характеристики дисперсионной зависимости среды $\omega(k_y)$.

Формулы (1)–(3) справедливы для волн различной природы, распространяющихся в анизотропных средах и структурах.

Очевидно, что на практике имеет смысл рассчитывать не абсолютные значения величины S_{cr} , а отношение S_{cr}/λ , из которого будет видно, какое расстояние в длинах волн λ может преодолеть полезный сигнал, сохраняя свою форму (оставаясь практически неискаженным). Удобно анализировать зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа k_y или от значения несущей частоты f модулируемой волны. Расчеты зависимости S_{cr}/λ от величины k_y для поверхностной спиновой волны (ПСВ), распространяющейся в касательно-намагниченной ферритовой пластине, были представлены в работе [3]. Анализируя рис. 3 из [3], можно заключить, что использование ПСВ для неискажен-

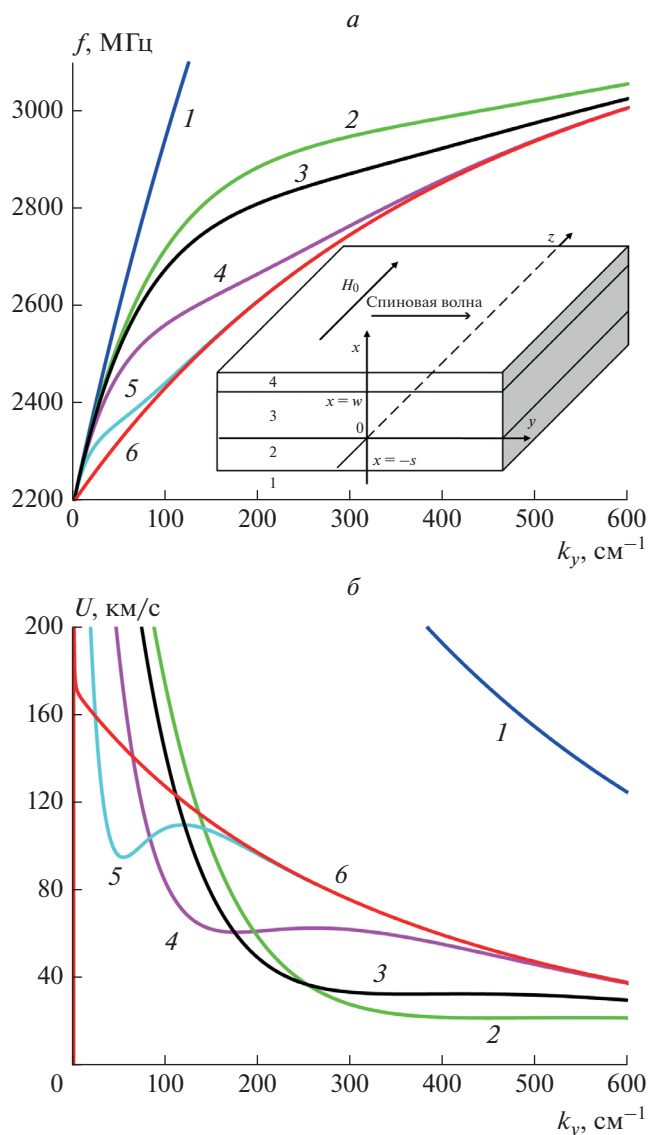


Рис. 1. Дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ (а) и зависимости групповой скорости U от волнового числа k_y (б) в структуре ФДМ при следующих значениях толщины диэлектрика w : 0, 30, 38, 70, 200 мкм и ∞ (кривые 1–6 соответственно). На вставке к рис. 1а приведена геометрия задачи: 1 – полупространство вакуума, 2 – ферритовая пластина, 3 – слой диэлектрика (или вакуум), 4 – металлический экран.

ной передачи информации, по-видимому, не имеет широких перспектив практического применения, поскольку максимальное отношение $S_{cr}/\lambda \sim 12$ имеет место в узкой полосе значений волнового числа вблизи значения $k_y \sim 10 \text{ см}^{-1}$ (см. также кривую 1 на рис. 2 далее). Очевидно, это означает, что для любого устройства расстояние S между возбуждающим и приемным преобразователями ПСВ должно быть намного меньше, чем S_{cr} , и в лучшем случае (для $k_y \sim 10 \text{ см}^{-1}$) величина S может быть лишь порядка длины волны λ (что

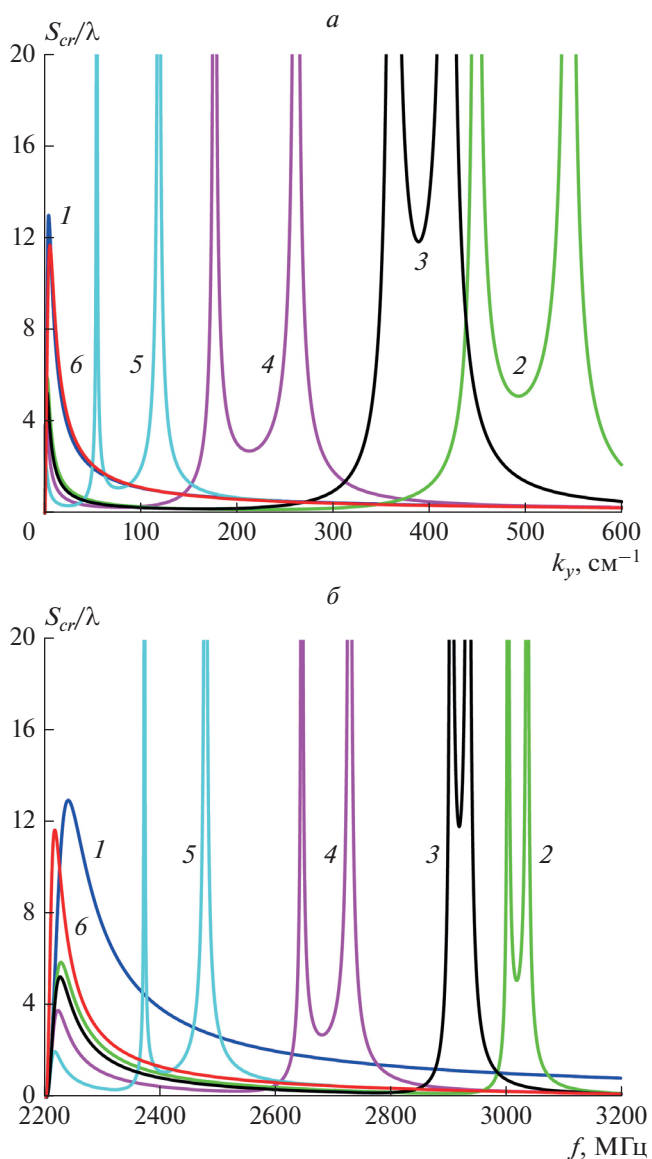


Рис. 2. Зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа ПСВ k_y (а) и от соответствующих значений частоты ПСВ f (б) в структуре ФДМ при следующих значениях толщины диэлектрика w : 0, 30, 38, 70, 200 мкм и ∞ (кривые 1–6 соответственно).

составляет $\sim 6 \text{ мм}$). Для других значений k_y расстояние S должно быть еще меньше и составляет доли длины волны (то есть, речь идет о расстояниях между преобразователями меньше миллиметра).

Из этого следует, что весьма актуальной проблемой является поиск способов, которые дают возможность так изменить дисперсионную зависимость ПСВ, чтобы она стала менее диспергирующей (то есть, была бы больше похожа на линейную зависимость) хотя бы в некотором интервале частот или волновых чисел. Наиболее простым из таких способов, очевидно, является расположение над ферритовой пластиной металлического экра-

на, параллельного плоскости пластины. В получающейся структуре феррит–диэлектрик–металл (ФДМ) слой диэлектрика представляет собой зазор вакуума (или воздуха) между ферритом и металлом. Как известно [4–14], изменение толщины диэлектрического слоя в структуре ФДМ приводит к возникновению на дисперсионной зависимости ПСВ $\omega(k_y)$ точек экстремума и точек перегиба. Наличие таких точек и позволяет осуществить неискаженную передачу информации, поскольку в точках перегиба имеет место равенство $\partial^2\omega/\partial k_y^2 = \partial U/\partial k_y = 0$, и, следовательно, величина S_{cr} в этих точках бесконечно возрастает в соответствии с формулой (3).

Ниже мы рассмотрим, как изменяется модуль U вектора групповой скорости и отношение S_{cr}/λ для ПСВ в намагниченной до насыщения структуре ФДМ, изображенной на вставке к рис. 1а. Расчеты характеристик ПСВ в структуре ФДМ будем проводить без использования магнитостатического приближения на основе дисперсионного уравнения, имеющегося в [12, 13], поскольку аналогичные расчеты в магнитостатическом приближении не корректны в начальной части спектра ПСВ (см. [3]).

На рис. 1 представлены рассчитанные дисперсионные зависимости $f(k_y)$ и зависимости групповой скорости $U(k_y)$ для ПСВ, распространяющихся вдоль оси y в структуре ФДМ, при различных значениях толщины диэлектрика w и следующих параметрах структуры: $s = 10$ мкм, $H_0 = 300$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс.

Как видно из рис. 1а, дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ в структуре ФДМ имеют, как правило, две точки перегиба, при некоторых значениях k_{y1} и k_{y2} . При этих же значениях k_{y1} и k_{y2} зависимость $U(k_y)$ имеет точки экстремума, и выполняется равенство $\partial U/\partial k_y = \partial^2\omega/\partial k_y^2 = 0$ (рис. 1б). Очевидно, что в соответствии с формулой (3) отношение S_{cr}/λ вблизи точек перегиба будет максимальным. Зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа k_y и от частоты ПСВ f , представленные на рис. 2, подтверждают это.

Действительно, величина S_{cr}/λ бесконечно возрастает вблизи обеих точек перегиба, возникающих при значениях волнового числа $k_y = k_{y1}$ и $k_y = k_{y2}$ и при соответствующих значениях частоты $f = f_1$ и $f = f_2$ (см. кривые 2–5 на рис. 2). Вблизи этих значений k_y и f возникают небольшие интервалы волнового числа шириной 5–10 см⁻¹ и интервалы частоты шириной 3–10 МГц, которые можно использовать при разработке спинволновых приборов для реализации неискаженной передачи полезного сигнала. Для кривых 1 и б на рис. 2 таких

интервалов значений k_y и f не возникает, поскольку соответствующие дисперсионные зависимости $f(k_y)$ в структуре ФДМ при толщине диэлектрика $w = 0$ и $w \rightarrow \infty$ (кривые 1 и б на рис. 1а) не имеют точек перегиба.

Отметим, что изменяя параметры структуры ФДМ (например, толщину диэлектрика w) можно менять относительное расположение точек перегиба, то есть, сделать так, чтобы они располагались ближе или дальше друг от друга (см. кривые 2–5 на рис. 1 и 2). В случае, когда точки перегиба располагаются достаточно близко (см. кривые 3 на рис. 2), можно получить более широкие интервалы значений волнового числа k_y и частоты f (~80 см⁻¹ и ~50 МГц), которые можно использовать для неискаженной передачи полезного сигнала.

Работа выполнена в рамках государственного задания (тема № 0030–2019–0014) и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 17–07–00016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мандельштам Л.И.* Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
2. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
3. *Локк Э.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1080; *Lock E.H.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 8. P. 978.
4. *Van de Vaart H.* // Electron. Lett. 1970. V. 6. № 19. P. 601.
5. *Bongianni W.L.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 6. P. 2541.
6. *Yukawa T., Yamada J., Abe K. et al.* // Japan. J. Appl. Phys. 1977. V. 16. № 12. P. 2187.
7. *Зубков В.И., Локк Э.Г., Шеглов В.И.* // Радиотехн. и электрон. 1989. Т. 34. № 7. С. 1381.
8. *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г. и др.* // Радиотехн. и электрон. 1991. Т. 36. № 10. С. 1959.
9. *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г. и др.* // Радиотехн. и электрон. 1991. Т. 36. № 12. С. 2345.
10. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // УФН. 2004. Т. 174. № 6. С. 657; *Vashkovsky A.V., Lock E.H.* // Phys. Usp. 2004. V. 47. № 6. P. 601.
11. *Локк Э.Г.* // Радиотехн. и электрон. 2007. Т. 52. № 2. С. 202; *Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2007. V. 52. № 2. P. 189.
12. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // УФН. 2011. Т. 181. № 3. С. 293; *Vashkovsky A.V., Lock E.H.* // Phys. Usp. 2011. V. 54. № 3. P. 281.
13. *Локк Э.Г.* // Радиотехн. и электрон. 2014. Т. 59. № 7. С. 711; *Lokk E.G.* // J. Commun. Technol. Electron. 2014. V. 59. № 7. P. 767.
14. *Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю.* // Радиотехн. и электрон. 2018. Т. 63. № 10. С. 1089; *Lokk E.G., Gerus S.V., Annenkov A.Y.* // J. Commun. Technol. Electron. 2018. V. 63. № 10. P. 1197.