

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ НЕИСКАЖЕННОЙ ПЕРЕДАЧИ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА С ПОМОЩЬЮ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТОВЫХ СТРУКТУРАХ

© 2022 г. Э. Г. Локк^а, *, С. В. Герус^а, А. Ю. Анненков^а

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141196 Российская Федерация

*E-mail edwin@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 17.06.2021 г.

После доработки 24.06.2021 г.

Принята к публикации 30.06.2021 г.

Теоретически изучено влияние граничных условий типа “идеального металла” и “идеальной магнитной стенки”, создаваемых в различных сочетаниях вблизи или на каждой поверхности касательно намагниченной ферритовой пластины, на возможность неискаженной передачи полезного сигнала с помощью поверхностных спиновых волн в данной структуре. Установлено, что в зависимости от параметров структуры и граничных условий, на дисперсионной зависимости спиновых волн могут возникать квазилинейные участки, занимающие интервал частот шириной от 75 до 220 МГц и интервал волновых чисел шириной от 40 до 200 см⁻¹. Показано, что для неискаженной передачи полезного сигнала, модулирующего спиновую волну, необходимо использовать спиновые волны, параметры которых соответствуют указанным квазилинейным участкам.

DOI: 10.31857/S0033849422060146

ВВЕДЕНИЕ

В касательно намагниченной ферритовой пластине могут распространяться поверхностные и обратные объемные дипольные спиновые волны (СВ), впервые описанные в магнитостатическом приближении в работе [1] и поэтому часто называемые магнитостатическими волнами. В дальнейшем свойства и характеристики СВ в ферритовой пластине и в структурах на ее основе были исследованы в сотнях статей и описаны в ряде монографий и обзорных работ [2–7]. Однако, несмотря на разнообразие физических эффектов, наблюдающихся при распространении СВ [5], разработка приборов с использованием СВ не получила заметного распространения в технике СВЧ по ряду причин. Одна из них – нелинейный характер дисперсионных зависимостей СВ в ферритовой пластине и структурах на ее основе, что не позволяет использовать эти волны при создании устройств по обработке информации.

Ниже мы рассчитаем дисперсионные зависимости и величину групповой скорости СВ в ферритовых структурах, созданных на основе ферритовой пластины, а также оценим линейность этих дисперсионных зависимостей. Очевидно, что для СВ невозможно получить такую же линейную дисперсионную зависимость, какой обладают в широком диапазоне частот акустические волны в

акустических кристаллах. Однако в ряде структур в некотором интервале частот на дисперсионной зависимости СВ можно создать квазилинейный участок, степень линейности которого будет зависеть от параметров структуры и может удовлетворять требованиям, предъявляемым к устройствам аналоговой обработки сигналов. Отметим, что данная проблема не изучалась ранее основательно, поскольку в диспергирующих средах само понятие “групповая скорость” (т.е. скорость перемещения полезного сигнала, модулирующего распространяющуюся в среде высокочастотную синусоидальную волну) теряет смысл из-за изменения формы полезного сигнала по мере распространения волны. Поэтому, опираясь на результаты работ [8–10], ниже мы кратко сформулируем условия применимости понятия “групповая скорость” для волн в диспергирующих средах.

Как будет показано далее, дисперсионная зависимость СВ может иметь квазилинейные участки, если на поверхностях ферритовой пластины (или на некотором расстоянии от них) создать граничные условия типа “идеального металла” или “идеальной магнитной стенки”. На практике граничные условия типа “идеальной магнитной стенки” [11–15] (когда тангенциальная компонента магнитного СВЧ-поля на поверхности феррита равна нулю), по-видимому, можно создать лишь с ис-

пользованием метаматериалов по аналогии с тем, как подобные граничные условия создают на поверхности изотропных диэлектриков (см., например, [16, 17]). Однако при разработке таких метаматериалов применительно к ферритам необходимо учитывать, что в СВЧ-диапазоне СВ имеют длины волн $\sim 50 \text{ мкм} < \lambda_{\text{СВ}} < 5 \text{ мм}$, что на 2...5 порядков меньше, чем длины электромагнитных волн в воздухе и в обычных диэлектриках в этом же диапазоне частот. Поэтому результаты, полученные в [16, 17], не могут быть использованы непосредственно для ферритов.

1. УСЛОВИЯ ПРИМЕНИМОСТИ ПОНЯТИЯ ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Как известно, групповая скорость – это скорость перемещения полезного сигнала, модулирующего синусоидальную волну (с более высокой частотой), при условии, что форма этого сигнала по мере распространения волны сохраняется. Очевидно, что это условие безоговорочно выполняется только в средах с линейной дисперсией. В диспергирующих же средах, к которым относятся ферромагнетики и анизотропные структуры на их основе, следует оговорить условия применимости понятия “групповая скорость”. Так, в работе [8] было предложено использовать термин “групповая скорость” в анизотропных средах лишь на некотором конечном расстоянии S , на котором полезный сигнал практически сохраняет свою форму. В частности, в [8] было показано, что в некоторой среде полезный сигнал, модулирующий волну с заданной частотой $f_0 = \omega/2\pi$, может пробежать без искажений вдоль какой-либо оси (например, вдоль оси y) расстояние S , ограниченное условием

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

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

В работе [9] было предложено записать условие (1) в виде

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

где критическое расстояние S_{cr} вычисляется по формуле

$$S_{\text{cr}} = \frac{2}{k_y^2} \left| \frac{\frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}}}{\frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}}} \right| \quad \text{или} \quad \frac{S_{\text{cr}}}{\lambda} = \frac{1}{\pi k_y} \left| \frac{\frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}}}{\frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}}} \right|, \quad (3)$$

которую определяют характеристики дисперсионной зависимости среды.

На практике имеет смысл рассчитывать не абсолютные значения величины S_{cr} , а отношение S_{cr}/λ , из которого видно, сколько длин волн λ может пробежать полезный сигнал практически без искажений в зависимости от параметров модулируемой волны k_y и f . Очевидно, что формулы (1)–(3) справедливы для волн различной природы в анизотропных средах и структурах.

Таким образом, рассчитывая дисперсионные характеристики анизотропной среды, можно оценить расстояние S , на котором при данных параметрах волны мы вправе использовать понятие групповой скорости. Отметим, что на практике могут возникнуть случаи, когда свойства анизотропной среды или структуры заранее неизвестны. В этих случаях использовать понятие групповой скорости можно лишь в пределах очень малых (бесконечно малых) расстояний, на которые распространяется модулируемая волна.

Основываясь на приведенных выше условиях (1) и (2), можно считать, что в пределах расстояния S вектор групповой скорости волны \vec{U} всегда адекватно характеризует величину скорости и направление перемещения полезного сигнала, модулирующего волну с частотой ω и волновым вектором \vec{k} , и определяется выражением [3, 8, 10]

$$\vec{U} = \frac{d\omega}{d\vec{k}} = \text{grad}_{\vec{k}} \omega = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \vec{x}_0 + \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \vec{y}_0 + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \vec{z}_0, \quad (4)$$

где k_x , k_y и k_z – компоненты волнового вектора \vec{k} в декартовой системе координат.

Отметим, что при исследовании реальных сред и структур зависимость $\omega(\vec{k})$ редко можно получить в явном виде, тогда как вывести дисперсионное уравнение волны $F(\omega, \vec{k})$ удается гораздо чаще. Поэтому, используя правило дифференцирования неявной функции, выражение (4) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \vec{U} &= -\frac{\partial F/d\vec{k}}{\partial F/\partial \omega} = -\left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^{-1} \text{grad}_{\vec{k}} F = \\ &= -\left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^{-1} \left(\frac{\partial F}{\partial k_x} \vec{x}_0 + \frac{\partial F}{\partial k_y} \vec{y}_0 + \frac{\partial F}{\partial k_z} \vec{z}_0 \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Выражение (5) удобно использовать при исследовании волн в анизотропных средах, где групповая скорость отличается от фазовой не только по величине, но и по направлению. Так, вектор $\text{grad}_{\vec{k}} F$ определяет пространственную ориентацию вектора \vec{U} , а производная $\partial F/\partial \omega$ – это число, которое вместе с модулем вектора $\text{grad}_{\vec{k}} F$ определяет модуль вектора \vec{U} .

2. РАССТОЯНИЯ S , КОТОРЫЕ МОГУТ БЫТЬ ПОЛУЧЕНЫ ПРИ ПЕРЕДАЧЕ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА С ПОМОЩЬЮ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

Ранее без использования магнитостатического приближения были выполнены расчеты отношения S_{cr}/λ в зависимости от волнового числа k_y для поверхностной СВ (ПСВ), распространяющейся в касательно намагниченной ферритовой пластине вдоль оси y [9]. Как видно из этой работы, использование ПСВ в ферритовой пластине для неискаженной передачи информации не имеет перспектив практического применения, поскольку максимальное отношение $S_{cr}/\lambda \sim 12$ имеет место в узкой полосе частот и значений волнового числа вблизи значения $k_y \sim 10 \text{ см}^{-1}$. В соответствии с условием (2) из этого следует, что расстояние S между возбуждающим и приемным преобразователями ПСВ в лучшем случае может быть лишь порядка длины волны λ (что составляет $\sim 6 \text{ мм}$ при $k_y \sim 10 \text{ см}^{-1}$). Для других значений k_y величина S еще меньше и составляет доли длины волны (т.е. речь идет о расстояниях между преобразователями порядка миллиметра). Такая ситуация возникает из-за того, что дисперсионная зависимость ПСВ в ферритовой пластине не имеет точек перегиба (производная $\partial^2\omega/\partial k_y^2$ в формуле (3) никогда не бывает равна нулю), и в итоге отношение S_{cr}/λ принимает лишь небольшие значения.

Ситуация с передачей полезного сигнала с помощью обратной СВ (ОСВ), распространяющейся в касательно намагниченной ферритовой пластине вдоль оси z [18], складывается немного лучше, поскольку дисперсионные зависимости всех мод ОСВ $f(k_z)$ в ферритовой пластине имеют точку перегиба, в которой выполняется равенство $\partial^2\omega/\partial k_z^2 = 0$ и, в соответствии с (3), $S_{cr} \rightarrow \infty$. Так, для первой моды ОСВ существуют небольшие интервалы волнового числа ($\sim 15 \text{ см}^{-1}$) и частоты ($\sim 4 \text{ МГц}$), которые можно использовать при передаче полезного сигнала путем модуляции первой моды ОСВ с минимальными искажениями.

3. СПОСОБ ЛИНЕАРИЗАЦИИ ДИСПЕРСИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЫ

Из описанных выше результатов следует, что весьма актуальной проблемой является поиск способов, которые позволят так изменить дисперсионную зависимость СВ, чтобы она стала похожа на линейную. В связи с этим далее исследуем характеристики ПСВ в некоторой обобщенной, касательно намагниченной до насыщения феррито-

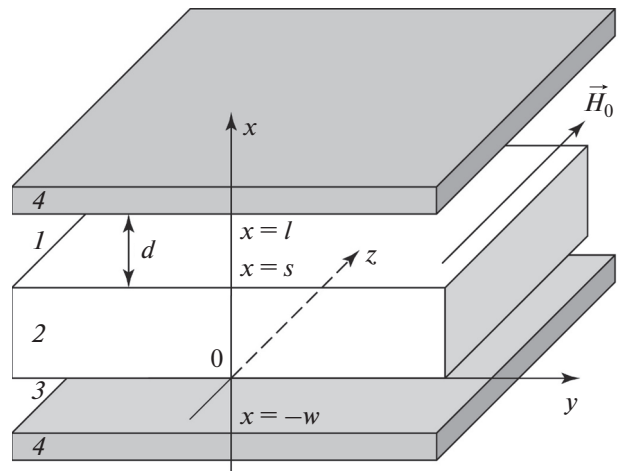


Рис. 1. Геометрия задачи: 1, 3 – промежутки воздуха (или слои диэлектрика), 2 – ферритовая пластина, 4 – идеально проводящий металл или метаматериал, на поверхности которого существуют граничные условия идеальной магнитной стенки.

вой структуре, изображенной на рис. 1. В состав этой структуры входит ферритовая пластина 2, вблизи которой сверху и снизу на некоторых расстояниях d и w находятся слои вещества, обеспечивающие либо граничные условия типа “идеально проводящего металла”, либо граничные условия типа “идеальной магнитной стенки”. Пусть для простоты ПСВ распространяется вдоль оси y , причем ее волновой вектор \vec{k} и вектор групповой скорости \vec{U} коллинеарны.

Дисперсионные уравнения, описывающие распространение ПСВ в такой структуре, представлены в работе [14, таблица], а слагаемые $a_1 \dots a_4$, входящие в эти уравнения, описаны в магнитостатическом приближении и без него соответственно в [14, формулы (22)–(27)] и в [15, формулы (15)–(26)]. Анализ дисперсионных зависимостей ПСВ в структуре, изображенной на рис. 1, при различных значениях d и w , а также при различных материалах слоев 4 (см. [14, 15]) показывает, что расположение вблизи ферритовой пластины слоев металла или магнитной стенки приводит к появлению на дисперсионной зависимости ПСВ нескольких точек перегиба, в которых $\partial U/\partial k = \partial^2\omega/\partial k^2 = 0$ (и значит, $S_{cr} \rightarrow \infty$). Варьируя параметры структуры, иногда можно “приблизить” точки перегиба друг к другу и получить более широкие интервалы частоты или волнового числа, в которых степень линейности дисперсионной зависимости ПСВ будет удовлетворять определенным техническим требованиям по отношению к величине S_{cr}/λ .

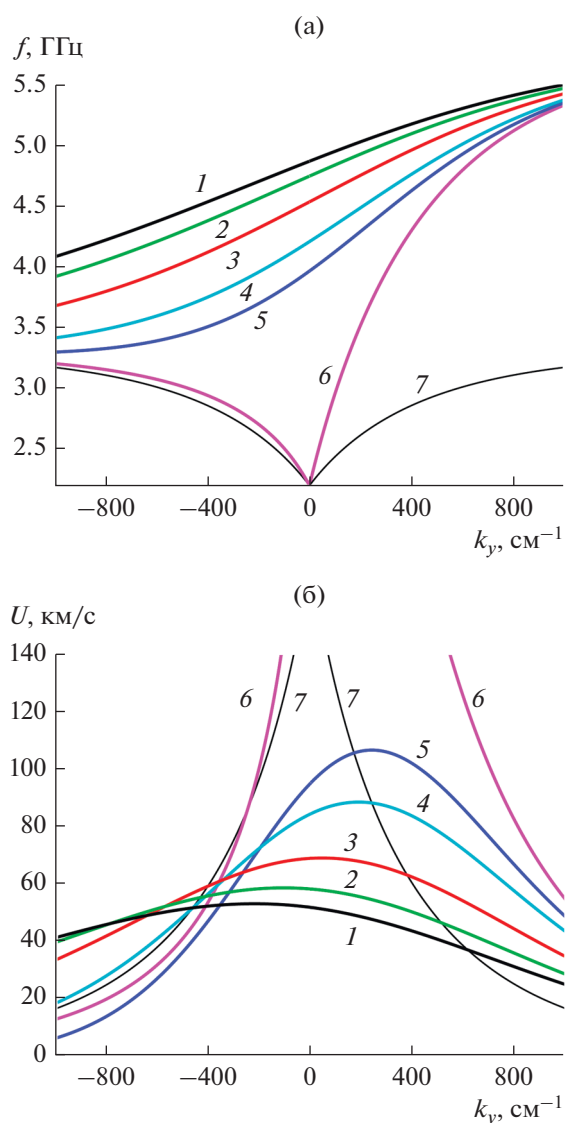


Рис. 2. Дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ (а) и зависимости групповой скорости ПСВ U от волнового числа k_y (б) в структуре МДФДМ при $d = 0$ и $w = 5$ (1), 6 (2), 8 (3), 12 (4), 16 мкм (5) и ∞ (6); показана также аналогичная зависимость для свободной ферритовой пластины (кривая 7), т.е. когда $w \rightarrow \infty$ и $d \rightarrow \infty$.

4. РАССТОЯНИЯ S , КОТОРЫЕ МОГУТ БЫТЬ ПОЛУЧЕНЫ ПРИ ПЕРЕДАЧЕ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА С ПОМОЩЬЮ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЫ

Очевидно, что наиболее простой и реализуемой на практике структурой является геометрия, в которой над ферритовой пластиной расположена металлическая поверхность, параллельная плоскости пластины [19, 20]. В получающейся структуре металл–диэлектрик–феррит (МДФ)

(см. рис. 1 при $w \rightarrow \infty$) слой 1 может представлять собой как диэлектрик, так и зазор воздуха. Как показали расчеты, дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ в данной структуре могут иметь точки перегиба, в которых $\partial^2 \omega / \partial k_y^2 = \partial U / \partial k_y = 0$ [21]. Если ПСВ имеет частоту f или волновое число k_y , соответствующее одной из точек перегиба, то при модуляции такой ПСВ полезным сигналом $S_{\text{ср}} / \lambda \rightarrow \infty$. Вблизи этих значений k_y и f возникают небольшие интервалы волнового числа шириной $5 \dots 10 \text{ см}^{-1}$ и интервалы частоты шириной $3 \dots 10 \text{ МГц}$, которые можно использовать при разработке спинволновых приборов для реализации неискаженной передачи полезного сигнала. Казалось бы, изменяя величину d в структуре МДФ, можно добиться более близкого расположения точек перегиба друг к другу и таким способом увеличить ширину указанных интервалов частоты и волнового числа. Действительно, при изменении величины d точки перегиба немного приближаются друг к другу, но затем опять начинают удаляться друг от друга. В итоге при наибольшем сближении точек перегиба мы имеем между ними $S_{\text{ср}} / \lambda \approx 12$, хотя в самих точках перегиба $S_{\text{ср}} / \lambda \rightarrow \infty$ (см. [21, рис. 2]). Таким образом, в структуре МДФ не удастся заметно увеличить интервалы волнового числа и частоты, в которых можно было бы иметь отношение $S_{\text{ср}} / \lambda$, например, больше 50 или 100.

Можно полагать, что для “сближения” точек перегиба следует выбрать структуру, имеющую более сложное дисперсионное уравнение и большее варьируемых параметров. То есть необходимо исследовать, например, изменение отношения $S_{\text{ср}} / \lambda$ в структуре металл–диэлектрик–феррит–диэлектрик–металл (МДФДМ), где можно варьировать два параметра – d и w . Дисперсионные зависимости ПСВ, распространяющихся в структуре МДФДМ вдоль оси u , исследовались ранее как в магнитостатическом приближении [14, 22–24], так и без него [15]. Опираясь на полученные результаты, можно подобрать такие параметры структуры МДФДМ, при которых дисперсионная зависимость ПСВ будет иметь квазилинейные участки. Используя дисперсионное уравнение, полученное в работе [15] без магнитостатического приближения¹, рассчитаем ниже характеристики ПСВ в структуре МДФДМ, намагниченной однородным магнитным полем, величина которого

¹ Сравнение расчетов отношения $S_{\text{ср}} / \lambda$, выполненных в магнитостатическом приближении и без него для ПСВ, распространяющейся в ферритовой пластине [9], показало, что в первом случае возникает ошибочное представление о том, что $S_{\text{ср}} / \lambda \rightarrow \infty$ в начальной части спектра ПСВ (см. [9, рис. 3, кривые 1 и 2]). Поэтому все расчеты в данной работе выполнены без использования магнитостатического приближения.

$H_0 = 300$ Э. Пусть структура состоит из ферритовой пластины 2, имеющей толщину $s = 10$ мкм, диэлектрическую проницаемость $\epsilon_2 = 15$ и намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, и воздушных зазоров 1 и 3, имеющих диэлектрические и магнитные проницаемости $\epsilon_1 = \epsilon_3 = \mu_1 = \mu_3 = 1$. Дисперсионные зависимости ПСВ, рассчитанные для структуры МДФДМ, у которой $d = 0$, показаны на рис. 2а, а соответствующие зависимости групповой скорости ПСВ U от волнового числа k_y – на рис. 2б. Представлены также зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа ПСВ k_y (рис. 3а) и от частоты ПСВ f (рис. 3б).

Как видно из рис. 2 и 3, при приближении снизу к ферритовой пластине второй металлической поверхности, характеристики ПСВ изменяются таким образом, что при величине w примерно 6...9 мкм на дисперсионной зависимости волны $f(k_y)$ вблизи малых значений k_y возникает квазилинейный участок, на котором ПСВ имеет почти постоянное значение групповой скорости U в более широком интервале частот и волновых чисел, чем при других значениях w (см. кривые 2 и 3 на рис. 2). Такая трансформация зависимости $f(k_y)$ возникает из-за того, что при $w \sim 6...9$ мкм две точки, в которых отношение S_{cr}/λ велико, оказываются расположены достаточно близко друг к другу (см. рис. 3, кривые 2 и 3), что и позволяет увеличить интервал волновых чисел Δk_y и интервал частоты Δf , в которых $S_{cr}/\lambda > 100$, до значений порядка 130 см^{-1} и 130 МГц соответственно, т.е. увеличить эти интервалы на порядок по сравнению со структурой МДФ, исследованной в [21]. Отметим лишь, что при проектировании приборов с использованием ПСВ в данной структуре необходимо учитывать следующее: при $|k_y| < \sim 1 \text{ см}^{-1}$ дисперсионное уравнение, описывающее ПСВ в структуре МДФДМ без магнитостатического приближения, не имеет решений [15].

Рассмотрим теперь аналогичные характеристики ПСВ в структуре “магнитная стенка”–диэлектрик–феррит–диэлектрик–“магнитная стенка” (МСДФДМС) для приведенных выше параметров s , $4\pi M_0$, ϵ_2 , ϵ_1 , ϵ_3 , μ_1 , μ_3 и H_0 . Рассчитаем характеристики ПСВ в структуре МСДФДМС на основе полученного в [15] дисперсионного уравнения для случая структуры, когда $w = 0$. Дисперсионные зависимости ПСВ для такой структуры показаны на рис. 4а, а соответствующие зависимости групповой скорости U от волнового числа k_y – на рис. 4б. Также представлены зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа ПСВ k_y (рис. 5а) и от частоты ПСВ f (рис. 5б).

Как видно из рис. 4 и 5, при приближении сверху к ферритовой пластине второго слоя “маг-

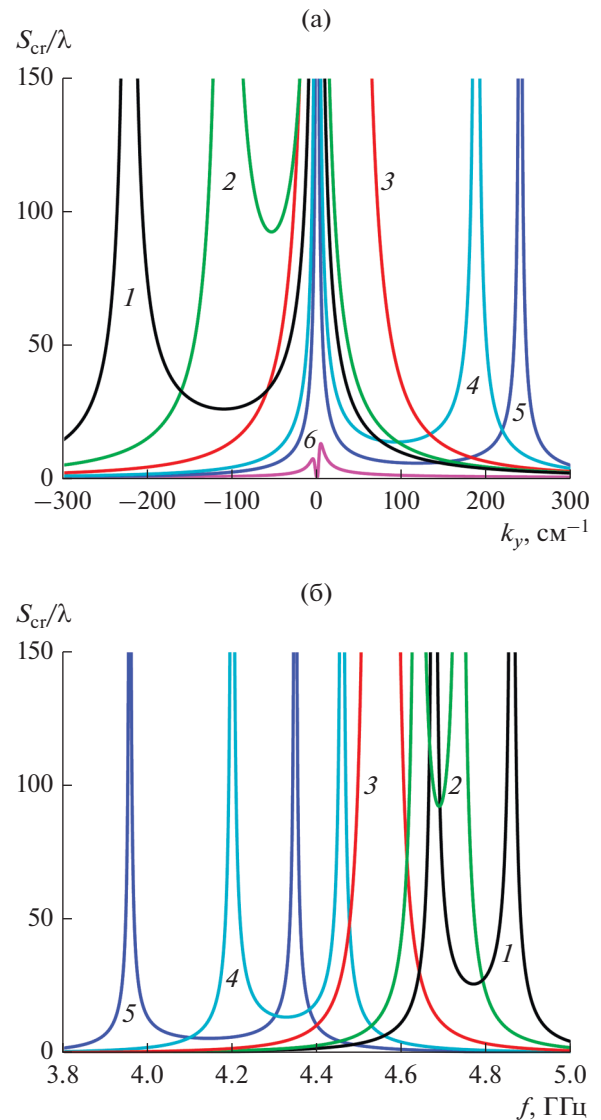


Рис. 3. Зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа ПСВ k_y (а) и от частоты ПСВ f (б) в структуре МДФДМ при $d = 0$ и $w = 5$ (1), 6 (2), 8 (3), 12 (4), 16 мкм (5) и ∞ (6).

нитной стенки” характеристики ПСВ изменяются таким образом, что при $d \sim 26.3...28$ мкм на дисперсионной зависимости волны $f(k_y)$ в интервале волновых чисел $30 \text{ см}^{-1} < k_y < 90 \text{ см}^{-1}$ возникает квазилинейный участок, на котором ПСВ имеет почти постоянное значение групповой скорости U (см. рис. 4, кривые 3 и 4). Такая трансформация зависимости $f(k_y)$ возникает из-за того, что при $d \sim 26.3...28$ мкм две точки перегиба, в которых отношение $S_{cr}/\lambda \rightarrow \infty$, оказываются расположены близко друг к другу (см. рис. 5, кривые 3 и 4). Благодаря этому интервал волновых чисел Δk_y и интервал частоты Δf , в которых $S_{cr}/\lambda > 100$,

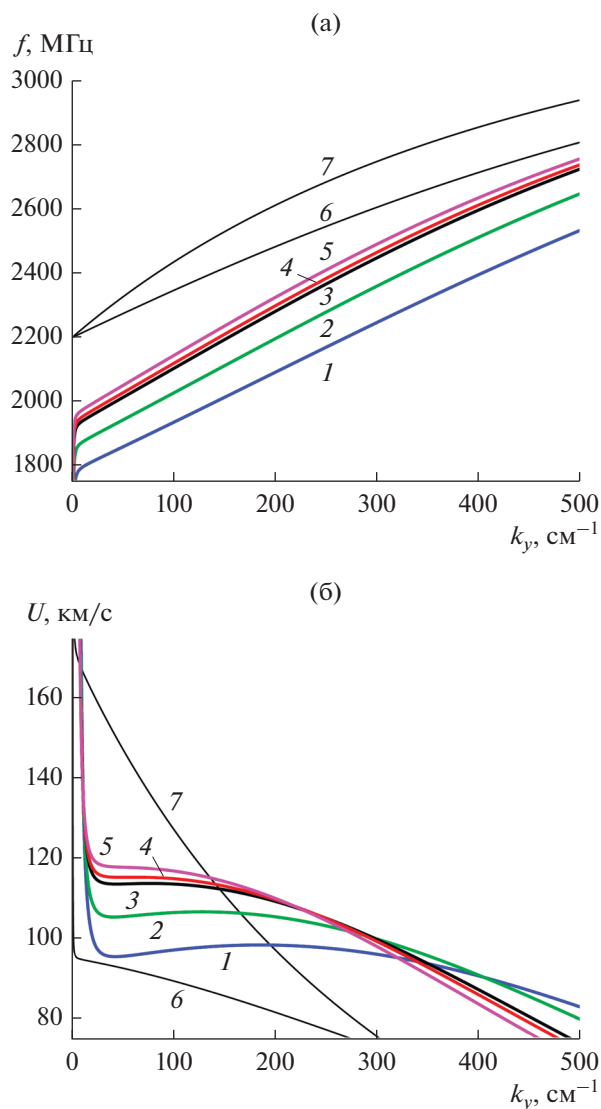


Рис. 4. Дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ (а) и зависимости групповой скорости ПСВ U от волнового числа k_y (б) в структуре МСДФДМС (для положительных k_y) при $w = 0$ и $d = 15$ (1), 20 (2), 26.3 (3), 28 (4), 31 мкм (5) и ∞ (6), показана также дисперсионная зависимость для свободной ферритовой пластины (кривая 7).

увеличиваются до значений 45 см^{-1} и 75 МГц соответственно, что намного больше аналогичных интервалов в структуре МДФ [21].

Рассмотрим еще возможность получения квазилинейной дисперсионной зависимости ПСВ в структуре металл–диэлектрик–феррит–диэлектрик–“магнитная стенка” (МДФДМС), т.е. когда вблизи разных поверхностей ферритовой пластины существуют разные граничные условия. Ниже на основе полученного в [15] дисперсионного уравнения выполнены расчеты характеристик

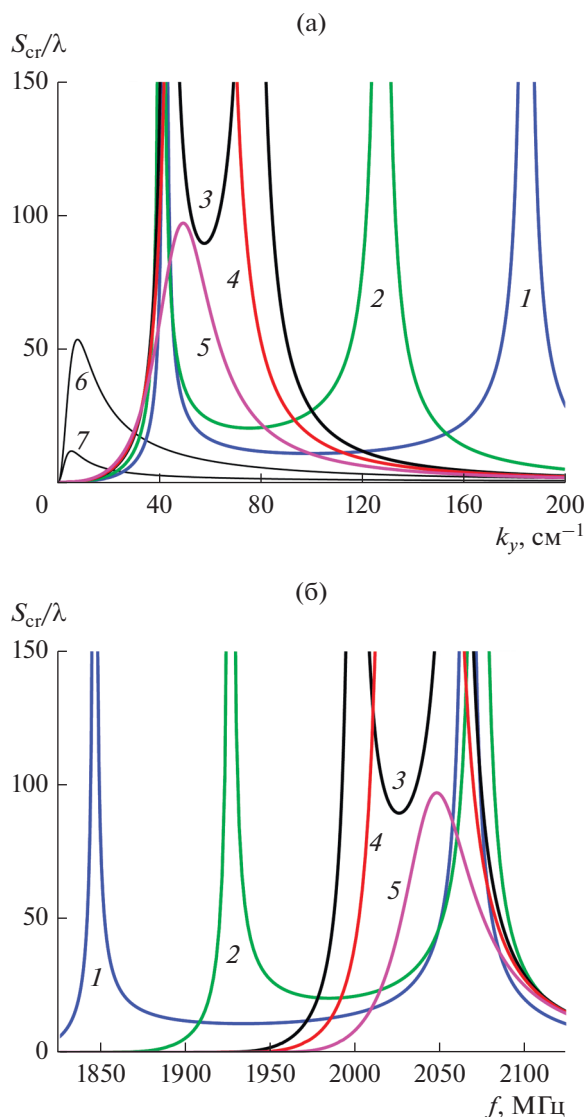


Рис. 5. Зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа ПСВ k_y (а) и от частоты ПСВ f (б) в структуре МСДФДМС (для положительных k_y) при $w = 0$ и $d = 15$ (1), 20 (2), 26.3 (3), 28 (4), 31 мкм (5) и ∞ (6), показана также аналогичная зависимость для свободной ферритовой пластины (кривая 7).

ПСВ в такой структуре при приведенных выше параметрах s , $4\pi M_0$, ϵ_2 , ϵ_1 , ϵ_3 , μ_1 , μ_3 , H_0 и $d = w = 0$: дисперсионная зависимость ПСВ $f(k_y)$ и зависимость групповой скорости U от волнового числа k_y показаны на рис. 6 (кривая 1), а зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа k_y – на рис. 7 (кривая 1). Как видно, весьма актуально было бы “поднять” уровень кривой 1 на рис. 7 до ~ 100 и получить квазилинейную зависимость ПСВ в интервале 300 см^{-1} (и соответственно в интервале 1.5 ГГц)! Однако сделать это непросто, поскольку, как по-

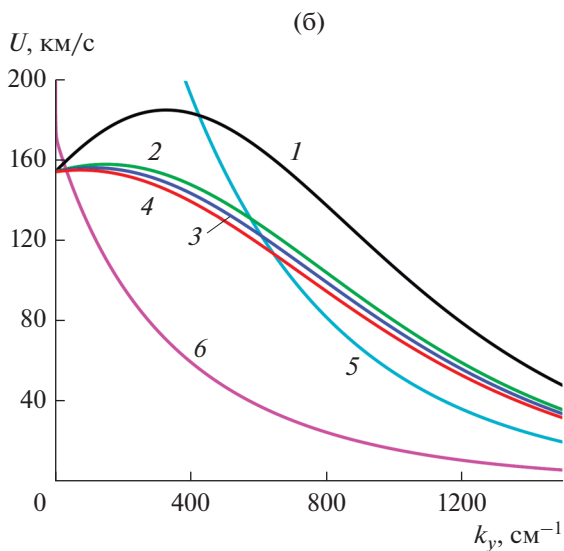
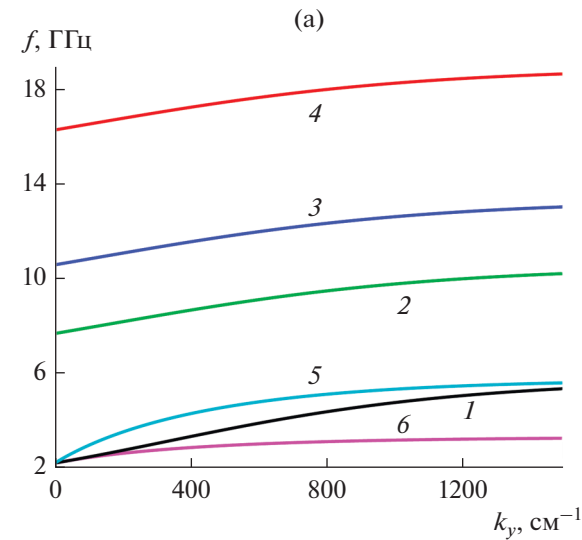


Рис. 6. Дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ (а) и зависимости групповой скорости ПСВ U от волнового числа k_y (б) в структуре МДФДМС (для положительных k_y) при $d = w = 0$ для различных значений H_0 : 300 (1), 2000 (2), 3000 (3) и 5000 Э (4); для сравнения показаны также дисперсионные зависимости ПСВ в структуре МФ, когда $d = 0, w \rightarrow \infty$ (кривая 5) и в свободной ферритовой пластине (кривая 6).

казали расчеты, увеличение расстояний d и w приводит либо к ухудшению линейности зависимости $f(k_y)$, либо к сильному уменьшению ширины указанных интервалов. Тем не менее, если в качестве варьируемых параметров использовать и остальные параметры структуры, например $s, 4\pi M_0$ и H_0 , то можно получить достаточно широкие интервалы частоты и волнового числа, где отношение S_{cr}/λ велико.

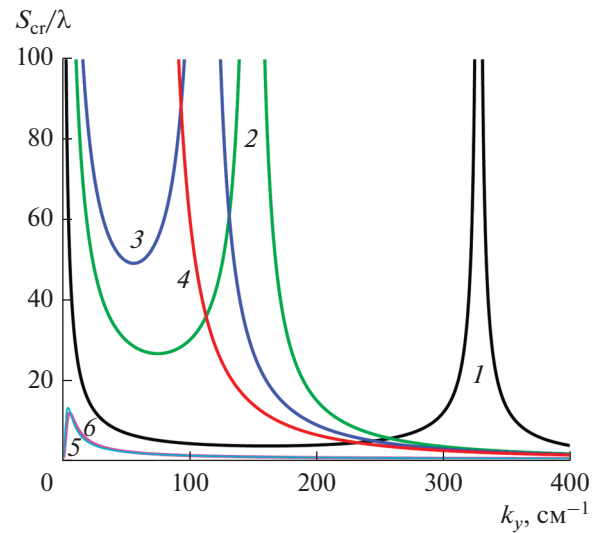


Рис. 7. Зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа ПСВ k_y в структуре МДФДМС (для положительных k_y) при $d = w = 0$ для различных значений H_0 : 300 (1), 2000 (2), 3000 (3) и 5000 Э (4); показаны также аналогичные зависимости в структуре МФ, когда $d = 0$ и $w \rightarrow \infty$ (кривая 5) и в свободной ферритовой пластине (кривая 6).

Расчеты характеристик ПСВ для структуры МДФДМС в зависимости от величины H_0 при $d = w = 0$ также представлены на рис. 6 и 7 (кривые 2–4). Как видно из рис. 6 и 7, при изменении величины однородного магнитного поля в интервале $3000 \text{ Э} \leq H_0 \leq 5000 \text{ Э}$ на дисперсионной зависимости волны $f(k_y)$ в интервале значений $0 \text{ см}^{-1} < k_y < 200 \text{ см}^{-1}$ возникает квазилинейный участок, на котором ПСВ имеет почти постоянное значение групповой скорости $U \sim 155 \text{ км/с}$ (см. рис. 6, кривые 3 и 4), а две точки зависимости $f(k_y)$, в которых отношение S_{cr}/λ велико, оказываются расположены так близко друг к другу, что возникают широкие интервалы частоты² $\Delta f \sim 220 \text{ МГц}$ и волнового числа $\Delta k_y \sim 100 \text{ см}^{-1}$, в которых $S_{cr}/\lambda > 100$ (см. рис. 7, кривая 4, для $H_0 = 5000 \text{ Э}$). Поскольку использование полей $H_0 \sim 5000 \text{ Э}$ приводит к существенному увеличению габаритов магнитной системы спинволновых приборов, отметим, что, например, для величины $H_0 = 2000 \text{ Э}$ также можно получить зависимость отношения S_{cr}/λ от частоты f , у которой $S_{cr}/\lambda > 100$ в широком интервале частоты Δf и волнового числа Δk_y : при $H_0 = 2000 \text{ Э}, d = 1 \text{ мкм}$ и $w = 0$ получим, что $S_{cr}/\lambda > 100$ в ин-

² Зависимости отношения S_{cr}/λ от частоты ПСВ f (аналогичные кривым 2–4 на рис. 7) не приведены на рисунке, поскольку эти зависимости расположены достаточно далеко друг от друга вдоль оси частот.

тервалах $\Delta k_y = 80 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta f = 7870 - 7680 \text{ МГц} = 190 \text{ МГц}$.

Полученные выше результаты дают основание полагать, что для создания квазилинейных участков дисперсионной зависимости в структуре, показанной на рис. 1, можно использовать в качестве варьируемых параметров все параметры структуры: толщину ферритовой пленки s , ее намагниченность $4\pi M_0$, величину внешнего поля H_0 , толщины слоев 1 и 3 – d и w , а также свойства материала, из которого состоят слои 1, 3 и 4 на рис. 1.

Отметим, что при выполнении описанного выше исследования мы не стремились получить какие-то рекордные значения ширины интервалов Δf и Δk_y , а просто продемонстрировали возможность получения квазилинейных участков дисперсионной зависимости в обобщенной ферритовой структуре с помощью варьирования ее различных параметров.

Таким образом, полученные результаты позволяют полагать, что для неискаженной передачи полезного сигнала с помощью СВ в ферритовых структурах необходима разработка как специальных метаматериалов, позволяющих создать вблизи или на поверхности ферритовой пластины граничные условия типа “идеальной магнитной стенки”, так и компьютерных программ, позволяющих подобрать такую конфигурацию параметров структуры, которая обеспечивает появление квазилинейных участков на дисперсионной зависимости СВ в соответствии с техническими требованиями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически исследованы условия, при которых в плоских анизотропных структурах на основе касательно намагниченной ферритовой пластины практически не возникает искажение полезного сигнала, модулирующего распространяющуюся в структуре высокочастотную синусоидальную СВ. Сформулировано условие для расстояния S , которое полезный сигнал может пробежать в такой структуре практически без искажений. Определены также условия, при которых понятие групповой скорости, описывающей скорость перемещения полезного сигнала, можно использовать в диспергирующих анизотропных средах. Исследовано влияние граничных условий типа “идеального металла” и “идеальной магнитной стенки”, создаваемых в различных сочетаниях вблизи (или на) поверхностей ферритовой пластины, на возможность неискаженной передачи полезного сигнала. Установлено, что в зависимости от параметров структуры и граничных условий, на дисперсионной за-

висимости СВ в этой структуре могут возникать квазилинейные участки, обеспечивающие неискаженную передачу полезного сигнала. Предложен ряд конкретных структур с квазилинейными участками на дисперсионной зависимости ПСВ, в пределах которых соотношение $S_{\text{ср}}/\lambda > 100$ выполняется в интервале частот Δf шириной от 75 до 220 МГц и в интервале волновых чисел Δk_y шириной от 40 до 200 см^{-1} . Обоснована необходимость разработки метаматериалов, позволяющих создать вблизи или на поверхности ферритовой пластины граничные условия типа “идеальной магнитной стенки”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания (тема № 0030-2019-0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Damon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. Chem. Solid. 1961. V. 19. № 3/4. P. 308.
2. *Данилов В.В., Зависляк И.В., Балинский М.Г.* Спинволновая электродинамика. Киев: Изд-во Либидь, 1991.
3. *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитоэлектроника. Магнитоэлектроника в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993.
4. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
5. *Локк Э.Г.* // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 4. С. 397.
6. *Topics in Applied Physics. V. 125. Magnonics: From Fundamentals to Applications / Ed. S.O. Demokritov, A.N. Slavin.* Berlin: Springer-Verlag, 2013.
7. *Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др.* // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 10. С. 1099.
8. *Мандельштам Л.И.* Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972.
9. *Локк Э.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1080.
10. *Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В.* // РЭ. 2021. Т. 66. № 7. С. 662.
11. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // РЭ. 2005. Т. 50. № 11. С. 1400.
12. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // РЭ. 2006. Т. 51. № 5. С. 605.
13. *Vashkovsky A.V., Lock E.H.* // JMMM. 2006. V. 300. Iss. 1. P. e45.
14. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2007. Т. 52. № 2. С. 202.
15. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 7. С. 711.
16. *Sievenpiper D., Zhang Lijun, Broas R.F.J. et al.* // IEEE Trans. 1999. V. MTT-47. № 11. P. 2059.

17. *Казанцев Ю.Н., Крафтмахер Г.А., Мальцев В.П., Солосин В.С.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 6. С. 537.
18. *Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю.* // Труды докл. XXVII Межд. конф. “Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)”. М.: Изд-во МЭИ, 2019. С. 128.
19. *Van de Vaart H.* // Electron. Lett. 1970. V. 6. № 19. P. 601.
20. *Bongianni W.L.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 6. P. 2541.
21. *Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 178.
22. *Yukawa T., Yamada J., Abe K., Ikenoue J.* // Jap. J. Appl. Phys. 1977. V. 16. № 12. P. 2187.
23. *Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1037.
24. *Локк Э.Г., Анненков А.Ю., Герус С.В.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1089.