

ПРИМЕНЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

© 2019 г. Р. Г. Крышталь^а, А. В. Медведь^{а,*}

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. А.В. Котельникова РАН
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: avm@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 17.04.2019 г.

После доработки 17.04.2019 г.

Принята к публикации 13.05.2019 г.

Рассмотрено применение динамических магнонных кристаллов, создаваемых поверхностной акустической волной, для измерения параметров поверхностных магнитоэлектрических волн в пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадолиниевого граната, описываются способ и результаты измерения дисперсионных характеристик поверхностной магнитоэлектрической спиновой волны (п.м.с.в.). Метод основан на измерении отраженных п.м.с.в. на частотах запрещенных магнонных зон с использованием одной и той же антенны для возбуждения падающих и регистрации отраженных п.м.с.в. Измерения частотной ширины сигналов отраженных п.м.с.в. позволяют определить параметр затухания п.м.с.в. Представлены результаты измерений дисперсионных кривых для нескольких значений угла между направлением магнитного поля и волновым вектором в плоскости пленки ЖИГ, а также для двух значений толщины пленки ЖИГ в диапазоне волновых чисел до 1000 см^{-1} . Приводятся также результаты измерений параметра затухания.

DOI: 10.1134/S0032816219060119

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные магнитоэлектрические спиновые волны (п.м.с.в.) широко используются в современных магнонных устройствах (см., например, [1–4]). Чтобы правильно спроектировать приборы, необходимо уметь измерять параметры этих волн в различных экспериментальных условиях. Методы измерения параметров распространения спиновых волн в магнетиках известны (например, [5–7]). Однако эти методы не всегда обладают высокой чувствительностью (точностью) для некоторых экспериментальных ситуаций, например, когда направление магнитного поля наклонено относительно волнового вектора или когда магнитные волноводные структуры являются многослойными средами с ограниченным доступом к поверхности пленки железоиттриевого граната ЖИГ.

В последние десятилетия так называемые магнонные кристаллы (м.к.) широко используются в магнетике при создании устройств обработки информации и датчиков различного назначения [8–13]. М.к. представляет собой магнитную среду, пригодную для распространения магнитных (спиновых) волн, в которую встроены периодические магнитные неоднородности. Для спиновых

волн эти периодические неоднородности служат отражательными решетками с присущими им запрещенными зонами. Спиновые волны в магнонных кристаллах на частотах внутри этих зон не могут распространяться и эффективно отражаются.

Неоднородности для спиновых волн могут создаваться различными способами: нанесением периодических полос металла на поверхность магнетика или путем периодической имплантации. Они также могут быть созданы травлением соответствующих канавок на поверхности магнетиков. Во всех этих случаях неоднородности являются статическими, т.е. постоянными во времени, и соответствующие м.к. называются статическими. Статические м.к. имеют постоянные параметры. Перестройка параметров устройств на основе такого м.к. невозможна.

В ряде работ сообщалось о создании динамических магнонных кристаллов (д.м.к.), в которых неоднородности могут изменяться со временем [14, 15]. Д.м.к., созданные поверхностной акустической волной (п.а.в.) в пленках ЖИГ при распространяющихся п.м.с.в., были описаны в [12, 16–18]. П.а.в. создают магнитные неоднородности в магнитных средах из-за эффекта магнито-

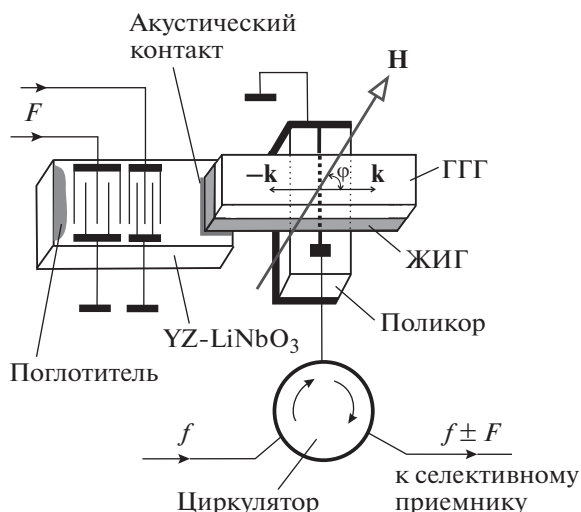


Рис. 1. Схема экспериментального макета для измерения дисперсии и затухания п.м.с.в. на основе концепции д.м.к. ГГГ – галлий-гадолиниевый гранат.

стрикции. Основные особенности такого д.м.к. объясняются неупругим рассеянием п.м.с.в. на п.а.в. Это явление было исследовано в 80-х годах [19–22]. П.м.с.в., распространяющиеся в магнитном материале, в котором распространяется п.а.в., могут эффективно рассеиваться этими п.а.в., когда выполняются следующие условия неупругого рассеяния (волны распространяются коллинеарно):

$$\omega_R = \omega_l \pm \Omega, \quad |k_R| + |k_l| = |Q|, \quad (1)$$

где $\omega_l = 2\pi f_l$, k_l и $\omega_R = 2\pi f_R$, k_R – частоты (ω) и волновые числа (k) падающей и отраженной п.м.с.в. соответственно, $\Omega = 2\pi F$ и Q – частота и волновое число п.а.в. “Плюс” в (1) соответствует случаю встречного распространения п.м.с.в. и п.а.в., “минус” – случаю попутного распространения.

Как и в статических м.к., спиновые волны в д.м.к. не могут распространяться на частотах магнетонной запрещенной зоны и эффективно отражаются. Частоты, на которых эти отраженные волны достигают своих максимальных уровней, равны частотам центров магнетонных зон. Зная период отражающей решетки, можно определить значение волновых чисел, соответствующих волнам на этих частотах. Таким образом, мы получаем точки дисперсионной кривой в координатах f и k .

В случае д.м.к., созданного п.а.в., легко изменить период отражающей решетки, изменяя частоту п.а.в. и таким образом измеряя определенную область дисперсионной кривой. Отраженные волны и падающая волна имеют разные частоты, разнесенные на частоту п.а.в. [12, 16]. Они не интерферируют друг с другом при использовании селективного приемника, что позволяет измерять отраженные сигналы при относительно низких уровнях мощности падающих п.м.с.в. по сравнению с

мощностями п.м.с.в. при прямых измерениях магнетонных зон с использованием проходящих п.м.с.в. и экспериментальной схемы с двумя антеннами [12].

В данной работе мы экспериментально демонстрируем метод применения д.м.к. для измерения дисперсии и параметра затухания п.м.с.в. в пленках из магнитного материала – ЖИГ.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Главная часть экспериментального устройства с д.м.к. для измерения дисперсии п.м.с.в. в пленках ЖИГ представлена на рис. 1. Мы использовали метод отраженных волн, описанный ранее в [16], и мостовой метод возбуждения п.а.в. в образцах ЖИГ–ГГГ [12], когда п.а.в., возбуждаемые в пьезоэлектрической базовой пластине с помощью встречно-штыревых преобразователей (в.ш.п.), переходят в структуру ЖИГ–ГГГ через акустический контакт, созданный между смежными поверхностями пьезоэлектрической пластины и пленки ЖИГ.

В нашем эксперименте использовались базовые пластины с двумя в.ш.п. с различными центральными частотами (как схематически показано на рис. 1). Апертуры в.ш.п. были равны 4 мм. Для контроля уровня п.а.в. в структуре ЖИГ–ГГГ к конструкции может быть прикреплена еще одна (выходная) базовая пластина с в.ш.п. с теми же центральными частотами, что и на входной пластине (на рис. 1 не показано).

Общие вносимые потери в таком экспериментальном устройстве, содержащем две базовые пластины ниобата лития, в измерительной цепи 50 Ом на частотах 15–50 МГц составляли 14–20 дБ и 20–30 дБ на частотах 50–100 МГц. Таким образом, можно оценить потери на возбуждение п.а.в. в структуре, составившие 7–15 дБ.

Исследуемые образцы ЖИГ–ГГГ имели форму прямоугольника шириной 4 и длиной 15 мм. Пленки ЖИГ, имевшие толщину 5–10 мкм, были выращены методом жидкофазной эпитаксии на ГГГ-подложке (толщиной 0.5 мм) кристаллографической ориентации (111).

Для возбуждения и приема п.м.с.в. использовался один и тот же планарный алюминиевый проводник-антенна. Ширина этой антенны составляла 25 мкм, а толщина – 0.5 мкм. Антенна была изготовлена методом фотолитографии на поликоревой пластине. Поликоревая пластина с антенной прижималась к структуре ЖИГ–ГГГ, как показано на рис. 1. Естественные микроскопические неровности смежных поверхностей структуры ЖИГ–ГГГ и поликоревой пластины с антенной не позволяли п.а.в. утекать в антенную пластину.

Экспериментальное устройство в держателе помещалось во внешнее однородное магнитное

поле H_0 таким образом, чтобы оно находилось в плоскости пленки ЖИГ (см. рис. 1). Угол φ между направлением магнитного поля и нормалью к антенне (направлением волнового вектора п.м.с.в., возбуждаемой антенной) можно было изменять, вращая держатель в плоскости пленки ЖИГ.

Непрерывный микроволновый сигнал частоты f подавался на антенну через циркулятор. Антенна возбуждала п.м.с.в., распространяющиеся в обоих направлениях от нее. Для каждой заданной частоты п.а.в. F_0 с помощью селективного приемника выбирались частоты f (частоты падающих п.м.с.в.), на которых выходные сигналы с частотой $f \pm F_0$ были максимальными. Селективный приемник, настроенный на частоты $f \pm F_0$, измерял уровень микроволновых сигналов, соответствующих отраженным п.м.с.в., как функцию входной частоты f при фиксированной частоте п.а.в. F_0 . Эти выбранные частоты f_0 равны частотам магнитных запрещенных зон создаваемых п.а.в. Циркулятор служил и для снятия сигналов, соответствующих отраженным п.м.с.в. Для простоты здесь мы будем рассматривать только случай встречного распространения п.м.с.в. и п.а.в., и селективный приемник будет настроен только на частоту $f + F$.

Для $F \ll f$, как в нашем случае, значение волнового числа п.м.с.в. k на частоте $f_0 + F/2$ равно $Q/2$. Рис. 2 поясняет метод, используемый для построения дисперсионных кривых по экспериментальным результатам распространения п.м.с.в. в д.м.к. Значение Q легко получить, зная частоту п.а.в. и их фазовую скорость V_{SAW} в исследуемой структуре. Для параметров структур ЖИГ–ГГГ и частот п.а.в., использованных в наших экспериментах, мы приняли значение скорости п.а.в. равным $3.3 \cdot 10^5$ см/с [12]. Выполняя такие измерения для разных частот п.а.в., мы получаем ряд экспериментальных точек, которые определяют закон дисперсии п.м.с.в. в исследуемой структуре ЖИГ–ГГГ.

Помимо измерения дисперсионных зависимостей метод позволяет также измерять потери при распространении п.м.с.в. Действительно, частотные зависимости уровня отраженного п.м.с.в. (амплитудно-частотная характеристика) представляют собой колоколообразную резонансную кривую. Отражения п.м.с.в. возникают из-за их рассеяния на периодических магнитных неоднородностях, создаваемых п.а.в. В [22] было показано, что при малом коэффициенте связи между падающей и отраженной п.м.с.в. ω_B по сравнению с параметром затухания $\delta\omega$ и при достаточной длине взаимодействия п.а.в. и п.м.с.в. полуширина резонансной кривой, измеренной на уровне 3 дБ, равна параметру затухания $\delta\omega$, как следует из выражения для коэффициента отражения:

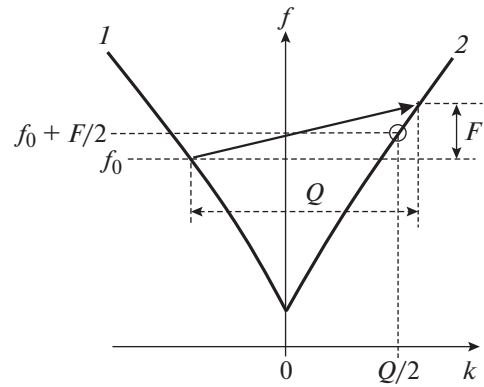


Рис. 2. К методу построения дисперсионных кривых п.м.с.в. (1, 2), распространяющихся во взаимно противоположных направлениях.

$$\eta = \frac{\omega_B^2}{4(\Delta\omega^2 + \delta\omega^2)}, \quad (2)$$

где $\Delta\omega$ – частота отстройки от резонансной частоты отраженного п.м.с.в. (от центра магнитной

запрещенной зоны), $\omega_B = N \frac{B}{M_0} \left(\frac{P_{SAW} 2\pi F}{DEV_{SAW}} \right)^{1/2}$, N – численный множитель порядка 1, слабо зависящий от частоты п.а.в., B – постоянная магнетострикции, M_0 – намагниченность насыщения, E – модуль Юнга в ЖИГ, P_{SAW} , D и V_{SAW} – мощность, апертура и фазовая скорость п.а.в. в структуре ЖИГ–ГГГ. Все перечисленные выше допущения верны в условиях наших экспериментов.

Измерение параметра затухания проводилось с помощью той же установки, что и для измерения дисперсионных зависимостей (рис. 1), при этом для описания экспериментальных результатов использовалась формула (2).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены результаты измерений дисперсионных зависимостей для п.м.с.в. при нескольких значениях угла φ между направлением магнитного поля и нормалью к антенне (к направлению волнового вектора возбуждаемых п.м.с.в.), выполненных вышеописанным методом. При измерениях использовалась пьезоэлектрическая базовая пластина с в.ш.п. на центральные частоты 19.5 и 38 МГц.

Сплошными линиями представлены результаты расчета [23, 24], выполненного для следующих параметров эксперимента: толщина пленки ЖИГ 8 мкм, $4\pi M_0 = 1790$ Гс, $V_{SAW} = 3.3 \cdot 10^5$ см/с, магнитное поле смещения $H_0 = 640$ Э. Значение выходного сигнала частоты $f + F$ пропорционально

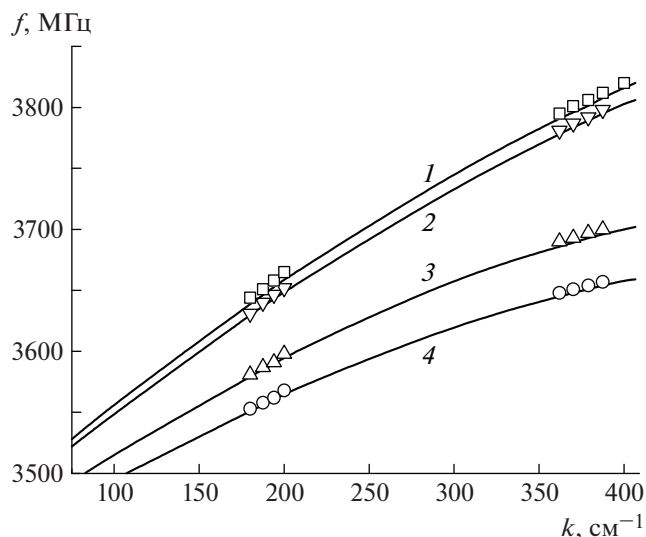


Рис. 3. Дисперсионные зависимости для нескольких значений угла φ между волновым вектором и направлением магнитного поля в плоскости пленки ЖИГ (линии – теория [23, 24], точки – эксперимент): 1 – $\varphi = 90^\circ$, 2 – 80° , 3 – 65° , 4 – 58° ; $H_0 = 640$ Э.

мощностям п.м.с.в. и п.а.в. [12]. Минимальные мощности п.м.с.в. и п.а.в., при которых все еще возможно измерять выходной сигнал, определяются чувствительностью используемого избирательного приемника. В нашей экспериментальной установке выходной сигнал надежно регистрировался при мощности микроволнового сигнала, подаваемого на антенну, порядка 50 мкВт и мощности п.а.в. порядка 10 мкВт.

Как видно из рис. 3, в.ш.п. позволяли возбуждать п.а.в. не только на центральных частотах, но и в определенной полосе вокруг центральных частот. Амплитуды этих п.а.в. на разных частотах конечно же различны, но это не мешает правильным измерениям, поскольку в соответствии с используемым методом основное значение в измерениях имеют не уровни сигналов, а только их частоты.

Результаты на рис. 3 приведены для четырех значений угла φ . При уменьшении угла от 90° выходной сигнал частоты $f + F$ уменьшается и при $\varphi = 40^\circ$ был неотличим от шума. Как видно, результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с расчетом [24]. Когда $\varphi < 35^\circ$, расчет показывает, что спектр п.м.с.в. перестает существовать.

Представленные на рис. 3 дисперсионные кривые для пленки ЖИГ толщиной 8 мкм были получены в диапазоне изменения волновых чисел до 400 см^{-1} .

Для пленок ЖИГ других толщин и в более широком диапазоне волновых чисел (до 1000 см^{-1}) измеренные дисперсионные кривые представлены на рис. 4, где видно, что экспериментальные

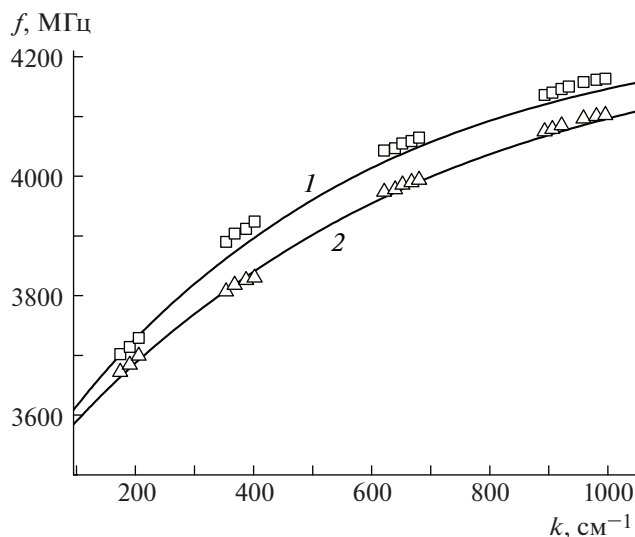


Рис. 4. Дисперсионные зависимости п.м.с.в., распространяющихся в структуре ЖИГ–ГГГ. Линии – расчет, точки – экспериментальные результаты, полученные с использованием четырех в.ш.п. на центральные частоты 19.5, 38.5, 70 и 100 МГц. 1 – толщина пленки ЖИГ 9.6 мкм, 2 – 7.7 мкм; $\varphi = 90^\circ$. $H_0 = 640$ Э.

точки сгруппированы в четыре группы – по числу использованных в эксперименте в.ш.п.

В.ш.п. изготавливались по два на опорной пьезоэлектрической пластине. Для расширения диапазона возбуждаемых п.а.в. использовались две пластины: одна пластина с в.ш.п. с центральными частотами 19.5 и 38.5 МГц и другая – с 70 и 100 МГц. П.а.в. в исследуемых структурах ЖИГ–ГГГ возбуждались с помощью в.ш.п. на опорных пластинах, как показано на рис. 1. Уровни возбуждаемых п.а.в. в структурах при использовании разных пластин несколько отличались, но это влияло лишь на глубину магнонных запрещенных зон и не влияло на их частоты. Как видно из рис. 4, получено удовлетворительное согласие результатов измерения с расчетными характеристиками.

На рис. 5 показаны как функции отстройки Δf от центральных частот нормированные уровни отраженных п.м.с.в., A , для двух образцов д.м.к. с различной шириной линии ферромагнитного резонанса $2\Delta H$. Сплошными линиями представлен расчет по формуле (2), точками – результаты экспериментальных измерений: кривая 1 – для пленки ЖИГ толщиной 7.7 мкм и $2\Delta H = 0.7$ Э (образец № 1), кривая 2 – для пленки ЖИГ толщиной 8.4 мкм и $2\Delta H = 0.5$ Э (образец № 2). Центральная частота (соответствующая $\Delta f = 0$ на рис. 5) равнялась 3850 МГц и 3872 МГц для образцов № 1 и № 2 соответственно при $F = 39.6$ МГц. На рис. 5 видно, что результаты расчетов хорошо согласуются с результатами измерений. Частотная ширина этих колоколообразных кривых, измерен-

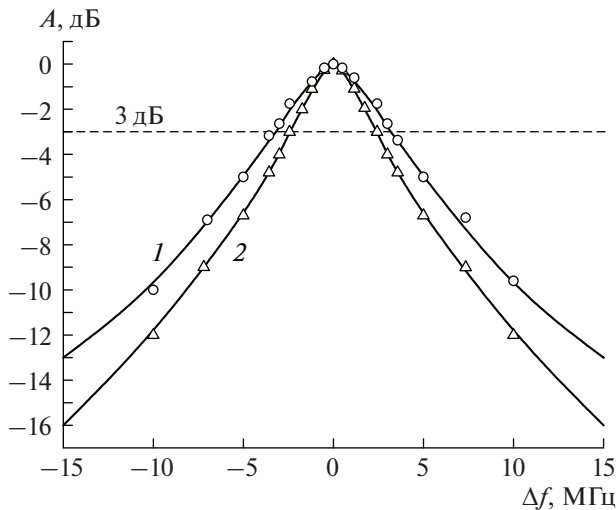


Рис. 5. Нормированные уровни отраженных п.м.с.в. A как функции отстройки Δf от центральной частоты магнанных зон для двух образцов д.м.к. (линии – расчет, точки – эксперимент): 1 – толщина пленки ЖИГ 7.7 мкм и $2\Delta H = 0.7$ Э, 2 – 8.4 мкм и $2\Delta H = 0.5$ Э. $F = 39.4$ МГц, $\varphi = 90^\circ$, $H_0 = 640$ Э.

ная на уровне 3 дБ для образца № 1, составляет 6.5 МГц, для № 2 – 4.8 МГц. Следовательно, параметр затухания равен $15 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ для образца № 1 и $20 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ – для № 2.

Все измерения в этой работе проводились при мощностях п.а.в., не превышающих определенного порогового значения, начиная с которого ширина колоколообразной частотной характеристики отраженной п.м.с.в. начинает зависеть от мощности п.а.в. [22]. Этот порог в нашем случае составлял ~ 50 мВт. Во избежание нелинейных эффектов в магнетике мощность микроволнового сигнала, подаваемого на антенну при измерениях, не превышала 0.5 мВт [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы использовали д.м.к., созданный п.а.в., распространяющимися в структурах ЖИГ–ГГГ, для измерения дисперсии и параметров затухания п.м.с.в. в пленках ЖИГ. Метод основан на измерениях отраженных п.м.с.в. на частотах магнанных зон с применением одной и той же антенны для возбуждения п.м.с.в. и приема отраженных п.м.с.в. Этот метод имеет преимущества перед методами измерений с использованием двух антенн. Действительно, когда направление внешнего магнитного поля отклоняется от нормали к волновому вектору возбуждаемых п.м.с.в., направления вектора потока энергии и волнового вектора не совпадают [25]. При использовании метода с двумя антеннами расстояние между антеннами должно быть как можно меньше (~ 1 мм,

как показывают наши эксперименты), чтобы отраженные волны достигали выходной антенны. Это приводит к определенным проблемам, связанным с высоким уровнем с.в.ч.-сигналов электромагнитной наводки. Предложенный нами метод лишен этого недостатка, поскольку мы используем только одну антенну. Кроме того, электромагнитные сигналы наводки не влияют на результаты измерений, так как мы измеряем отраженную п.м.с.в., частота которой смещена на частоту п.а.в. относительно падающей п.м.с.в., с использованием селективного приемника. Предлагаемая методика также перспективна для измерения параметра затухания п.м.с.в. в различных структурах, содержащих слои ЖИГ. В частности, методика позволяет измерять параметр затухания п.м.с.в. в структурах с ограниченным доступом к поверхности пленки ЖИГ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ishak W.S.* // Proceedings of the IEEE. 1988. V. 76 (2). P. 171. <https://doi.org/10.1109/5.4393>
2. *Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Славин А.Н., Барабаненков Ю.Н., Осокин С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Сахаров В.К., Павлов Е.С.* // УФН. 2015. Т. 185 (10). С. 1099. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.2015m.1099>
3. *Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* // Nature Physics. 2015. V. 11(6). P. 453.
4. *Davies C.S., Francis A., Sadovnikov A.V., Chertopalov S.V., Bryan M.T., Grishin S.V., Allwood D.A., Sharaevskii S.A., Nikitov S.A., Kruglyak V.V.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92(2). P. 020408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.020408>
5. *Gurevich A.G., Melkov G.A.* Magnetization oscillations and waves. New York, London, Tokyo: CRC press, 1996.
6. *Jae Hyun Kwon, Sankha Subhra Mukherjee, Praveen Deorani Masamitsu, Hayashi Hyunsoo Yang* // Appl. Phys. A. 2013. V. 111(2). P. 369.
7. *Vysotskii S.L., Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Dudko G.M., Kozhevnikov A.V.* // IEEE Magnetics Lett. 2017. V. 8. P. 1–4. Art no. 3706104. <https://doi.org/10.1109/LMAG.2017.2701787>
8. *Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43 (26) P. 264002. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002>
9. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 43. P. 264001.

10. *Chumak A.V., Schultheiss H.* arXiv preprint arXiv: 2019. 20101901.07021.
11. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 244001.
12. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100 (19). P.192410.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2015.07.086>
13. *Крышталъ Р.Г., Кундин А.П., Медведъ А.В.* // ПТЭ. 2019. № 1. С. 46.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219010154>
14. *Chumak A.V., Neumann T., Serga A.A., Hillebrands B., Kostylev M.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42 (20). P. 205005.
15. *Nikitin A.A., Ustinov A.B., Semenov A.A., Chumak A.V., Serga A.A., Vasyuchka V.I., Hillebrands B.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106 (10). P. 102405.
<https://doi.org/10.1063/1.4914506>
16. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2015. V. 395. P. 180.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2015.07.086>
17. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2017. V. 426. P. 666.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.10.148>
18. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50 (49). P. 495004.
19. *Медников А.М., Попков А.Ф., Анисимкин В.И., Нам Б.П., Петров А.А., Спиваков А.А., Хе А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 632.
20. *Попков А.Ф.* // Физика металлов и металловедение. 1985. Т. 59. С. 632.
21. *Hanna S.M., Murphy G.P., Sabetfakhri K., Stratakis K.* // 1990 IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1990. С. 209.
22. *Крышталъ Р.Г., Медведъ А.В., Попков А.Ф.* // Радиотехника и электроника. 1994. № 4. С. 647.
23. *Damon R.W., Eshbach J.R.* // Phys. Chem. Solids. 1964. V. 19. P. 308.
24. *Беснятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В.* // ЖТФ. 1980. Т. 50 (1). С. 140.
25. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // УФН. 2006. Т. 176. С. 557.
<https://doi.org/10.1070/PU2006v049n05ABEH006035>