

УДК 537.624:537.632

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЗАИМНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВЫХ ВОЛН ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО СЛАБОКОНТРАСТНЫМ МАГНОННЫМ КРИСТАЛЛОМ

© 2024 г. С. В. Герус^{1,*}, Э. Г. Локк¹

¹ Федеральное 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 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Экспериментально исследованы пространственно-частотные распределения спиновых волн в магнотонном кристалле и их дисперсионные характеристики. Несмотря на слабую энергетическую контрастность кристалла, обнаружено возникновение ряда бриллюэновских зон и существование двух типов невязимности волны: один тип обусловлен несимметричностью дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны, а второй — разным пространственным распределением волны при ее распространении в противоположных направлениях. Магнотонный кристалл дал возможность обнаружить и измерить эти типы невязимности.

DOI: 10.31857/S0367676524110027, EDN: FNCAOP

ВВЕДЕНИЕ

В ранних работах авторов была описана экспериментальная установка, позволяющая «визуализировать» спиновые волны (СВ), то есть получать информацию о распределении амплитуды и фазы волны на поверхности ферритовой пленки или структуры [1, 2]. Были внесены необходимые усовершенствования в экспериментальную установку (см. рис. 1), был доработан механизм перемещения зонда 4, в результате чего повысилась точность и скорость измерений и стало возможным перемещение измерительного зонда 4 под разными углами к вектору магнитного поля. В качестве ферритового слоя использовались образцы пленок ЖИГ, выращенные на подложке ГГГ. Чтобы избежать биений между спиновыми волнами, распространяющимися в разных пленках ЖИГ (находящимися на противоположных сторонах подложки ГГГ) одна из пленок удалялась.

Были также проведены некоторые исследования распределений спиновых волн в плоском магнотонном кристалле, образованном в ферритовой пленке при помещении ее в поле подмагничивания, являющегося суперпозицией однородного поля и поля с малой пространственно-периодической составляющей, а также дифракции волн на подобном кристалле [3]. Для создания пространственно-периодического магнитного поля использовались

магнитофонные сигналограммы, которые размещались на поверхности пленки ЖИГ. Исследовались также возможности получения эффектов невязимности распространения поверхностных СВ (ПСВ) в магнотонном кристалле за счет использования металлической плоскости в структуре с магнотонным кристаллом. Были экспериментально обнаружены первые зоны Бриллюэна и измерены дисперсионные зависимости ПСВ в окрестностях этих зон [4].

Однако дальнейшее усовершенствование экспериментальной установки [5] позволило обнаружить набор следующих бриллюэновских зон, несмотря на малый периодический потенциал, образующий структуру магнотонного кристалла [6]. Кроме того, исследования, касающиеся невязимности распространения СВ, показали, что невязимность может быть двух типов. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны, то есть, когда $f(k) \neq f(-k)$, где $f(k)$ — зависимость частоты волны от ее волнового вектора [4, 7, 8]. Второй тип характеризуется разной формой волновой функции Φ при распространении волны в противоположных направлениях, например $\Phi(x, y, z) \neq \Phi(x, -y, -z)$, где x — координата перпендикулярная плоскости (yz) ферритовой пленки [9,10,11]. Эти два типа невязимности зависят от конкретной конфигурации эксперимента и не обязательно наблюдаются

одновременно один с другим. Было обнаружено, что магнетонный кристалл может быть использован как инструмент, показывающий наличие каждого из этих типов невзаимности и обеспечивающий измерение их параметров. В данной работе приведены результаты этих исследований.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНЕТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Схема экспериментальной установки и результаты измерения распространения ПСВ в магнетонном кристалле изображена на рис. 1. Исследования проводились на образцах в виде эпитаксиальных пленок ЖИГ, выращенных на подложках ГГГ. Для создания слабого, но заметного эффекта невзаимности с той стороны подложки, где была удалена паразитная пленка ЖИГ размещалась медная пластина. Сигналограммы, создающие магнетонный кристалл, записывались на высококоэрцитивную ленту ($H_c \approx 1000$ Э) и перекрывали всю ширину ленты. Магнетонный кристалл создавался параллельным размещением участков сигналограмм вплотную друг к другу на пленке ЖИГ. Пространственная согласованность сигналограмм контролировалась методом визуализации магнетонной записи с помощью висмут содержащих пленок ЖИГ (обладающих большим фарадеевским вращением) по согласованному расположению доменной структуры указанных пленок, реагирующих на поля сигналограмм. Период решетке $T = 810$ мкм.

Как видно из рис. 1а, вектор обратной решетки \vec{q} магнетонного кристалла ориентирован под углом $\varphi = -5^\circ$ к лежащему в плоскости пленки ЖИГ полю подмагничивания \vec{H}_0 . Под этим же углом располагались возбуждающий и приемный преобразователи 3 и 4, обеспечивающие распространение и индикацию ПСВ в магнетонном кристалле.

Выбор данного угла φ объясняется следующими соображениями. Во-первых, при $\varphi = 0^\circ$ взаимодействие ПСВ с магнетонным полем сигналограммы очень мало — пропорционально $(h/H_0)^2$, где h — амплитуда поля сигналограммы, а при в других случаях пропорционально $(h/H_0) \cdot F(\varphi)$, где $F(\varphi)$ — некоторая функция угла φ . Во-вторых, возбуждение СВ под углом $\varphi \neq 0^\circ$ дает возможность исследовать волны, у которых фазовая и групповая скорости не параллельны, что обусловлено специфической анизотропией, вызванной полем подмагничивания \vec{H}_0 .

Измерения проводились следующим образом. На неподвижный преобразователь 3 с измерителя комплексного коэффициента передачи 5 подавался СВЧ сигнал определенной частоты. Он возбуждал ПСВ, которая распространялась в направлении вектора групповой скорости \vec{V} , но так, что ее волновые фронты были перпендикулярны волновому вектору \vec{k} , не параллельному вектору \vec{V} , как это изображено на рис. 1а. Вектор волны \vec{k} возбуждался параллельным вектору \vec{q} решетки магнетонного кристалла. Этим обеспечивалось максимальное резонансное взаимодействие волны с решеткой кристалла. После прохождения участка

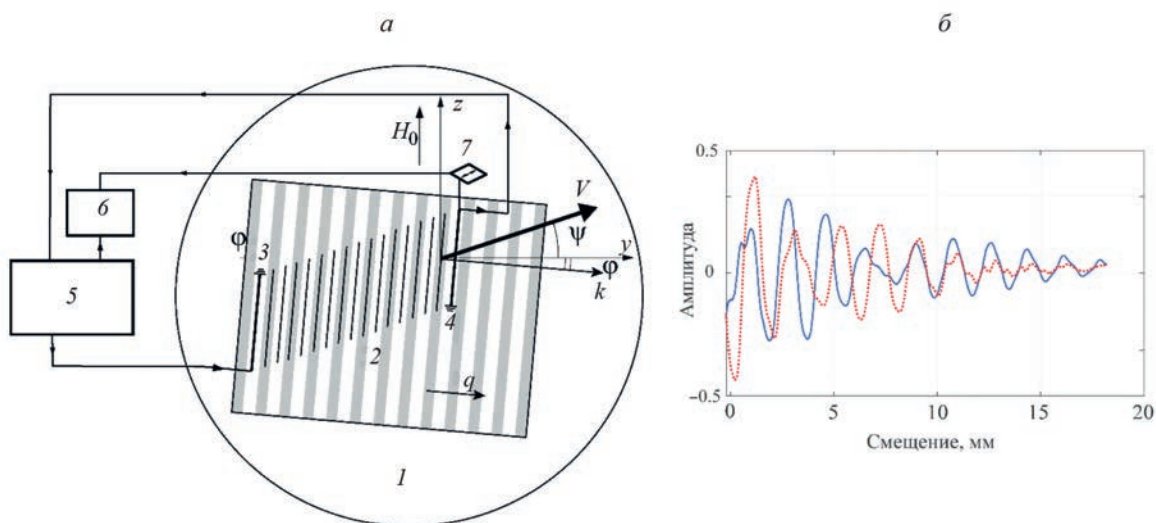


Рис. 1. Схема (а) и экспериментально измеренные результаты (б) взаимодействия ПСВ с магнетонным кристаллом: 1 — пленка ЖИГ, 2 — магнетонный кристалл, 3 — неподвижный преобразователь СВЧ–ПСВ, 4 — перемещающийся зонд-преобразователь ПСВ–СВЧ, 5 — измеритель комплексного СВЧ коэффициента передачи, 6 — компьютер, 7 — система перемещения преобразователя 4; вектор \vec{V} групповой скорости ПСВ направлен под углом $\psi = 18.5^\circ$ к нормали поля подмагничивания \vec{H}_0 ; векторы обратной решетки \vec{q} магнетонного кристалла и ПСВ \vec{k} (а); компоненты амплитуды ПСВ, измеренные при перемещении приемного зонда — действительная (сплошная линия) и мнимая (пунктирная линия) (б).

кристалла ПСВ попадала на приемный преобразователь 4, где ее энергия трансформировалась в СВЧ сигнал, который поступал в измеритель комплексного СВЧ коэффициента передачи. Там из него извлекалась информация о реальной и мнимой составляющей сигнала, которые передавались в компьютер 6. Преобразователь 4 с помощью системы перемещения 7 двигался вдоль направления групповой скорости. Таким образом измерялась комплексная амплитуда ПСВ вдоль всего ее пути распространения по магнетонному кристаллу.

На рис. 1а изображена ситуация, при которой возбуждающим ПСВ являлся преобразователь 3, а перемещаемым приемным зондом был преобразователь 4. В этом случае происходило измерение волны, у которой проекция волнового вектора k на направление оси y было положительным. Будем условно называть это направление положительным. Если функционально поменять преобразователи ролями и возбуждающим сделать преобразователь 4, а приемным зондом — 3, то будет измеряться распределение амплитуды ПСВ распространяющейся, условно, в отрицательном направлении. Результаты этих двух этапов измерений приведены далее.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПСВ С МАГНИТНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

На рис. 1б приведены характерные зависимости действительной и мнимой компонент комплексной амплитуды ПСВ, измеренные в процессе перемещения зонда 4 при постоянной частоте f возбуждения ПСВ неподвижным преобразователем 3. Такие зависимости получаются при измерении ПСВ распространяющихся как в положительном, так и в обратном, отрицательном направлениях. Отметим только, что масштабы амплитуд для волн, бегущих в отрицательном направлении приблизительно на порядок меньше, чем для волн, распространяющихся в положительном направлении. Это является свидетельством наличия невязимности второго типа, о котором говорилось выше.

Изображенные графики представляют собой спадающие осциллирующие кривые. Спадание амплитуды ПСВ по мере ее распространения связано как с затуханием волн, так и с дифракционным расплыванием возбужденного волнового луча, но более всего оно вызвано резонансным на данных частотах взаимодействием с магнитной решеткой искусственного магнетонного кристалла. Осцилляции свидетельствуют о волновом характере распространения волны, однако они имеют нерегулярный характер. Это означает, что в волновом процессе задействовано несколько мод. Для их проявления к указанным пространственным зависимостям было применено Фурье преобразование, результаты которого изображены на рис. 2.

Картины Фурье преобразования представляют собой наборы пиков, которые соответствуют модам плоских ПСВ с разными волновыми числами k , измеренным на данной частоте. Обратим сразу внимание на то, что амплитуды этих пиков, а значит и мод ПСВ существенно различаются для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях. Так первые от нуля оси k и наибольшие пики на рис. 3а—3г и 3е показывают уровень возбуждения основных положительных и отрицательных ПСВ. Они существуют и в чистой пленке ЖИГ — без сигналограммы. Видно, что амплитуды пиков мод положительного направления (см. рис. 3б, 3г и 3е) на порядок больше мод отрицательного направления (см. рис. 3а, 3в и 3д). Это свидетельствует о наличии невязимности второго типа, о котором говорилось выше.

За счет взаимодействия с магнетонным кристаллом и те, и другие возбуждают моды противоположного направления. Однако моды, бегущие в положительном направлении, плохо возбуждают моды отрицательного направления, в то время как отрицательно направленные моды хорошо возбуждают моды положительного направления. Это также свидетельствует о невязимном характере мод в магнетонном кристалле, однако эта невязимность усиливается тем, что магнитная сигналограмма, образующая магнетонный кристалл, расположена только на одной из сторон пленки ЖИГ, обеспечивая разные условия распространения волн положительного и отрицательного направления.

Рассмотрим далее какие дисперсионные характеристики получаются на основе Фурье-образов, примеры которых представлены на рис. 3. Так, каждой частоте, на которой производилось измерение, соответствует группа пиков, каждый со своим значением волнового числа k . То есть мода как волновое возбуждение в магнетонном кристалле, в отличие от структуры МДФ или одиночной ферритовой пленки, состоит из совокупности плоских ПСВ с несколькими волновыми числами, распространяющимися одновременно в прямом и обратном направлении.

Для набора частот получается набор таких групп волновых чисел. Нанесем их на график (см. рис. 3). Получился набор дисперсионных кривых, характеризующих собственные волновые моды магнетонного кристалла в области частот наблюдения зон Бриллюэна, где происходит максимальное взаимодействие возбуждаемых ПСВ с магнетонным кристаллом. Мы видим, что несмотря на слабую контрастность магнетонного кристалла, обусловленную соотношением h/H_0 , где h — амплитуда поля магнитной сигналограммы, H_0 — поле подмагничивания, удалось измерить отрезки дисперсионных кривых вплоть до 4 зоны Бриллюэна. Дисперсионные кривые волн с положительной дисперсией пересекаются с кривыми для волн с обратной

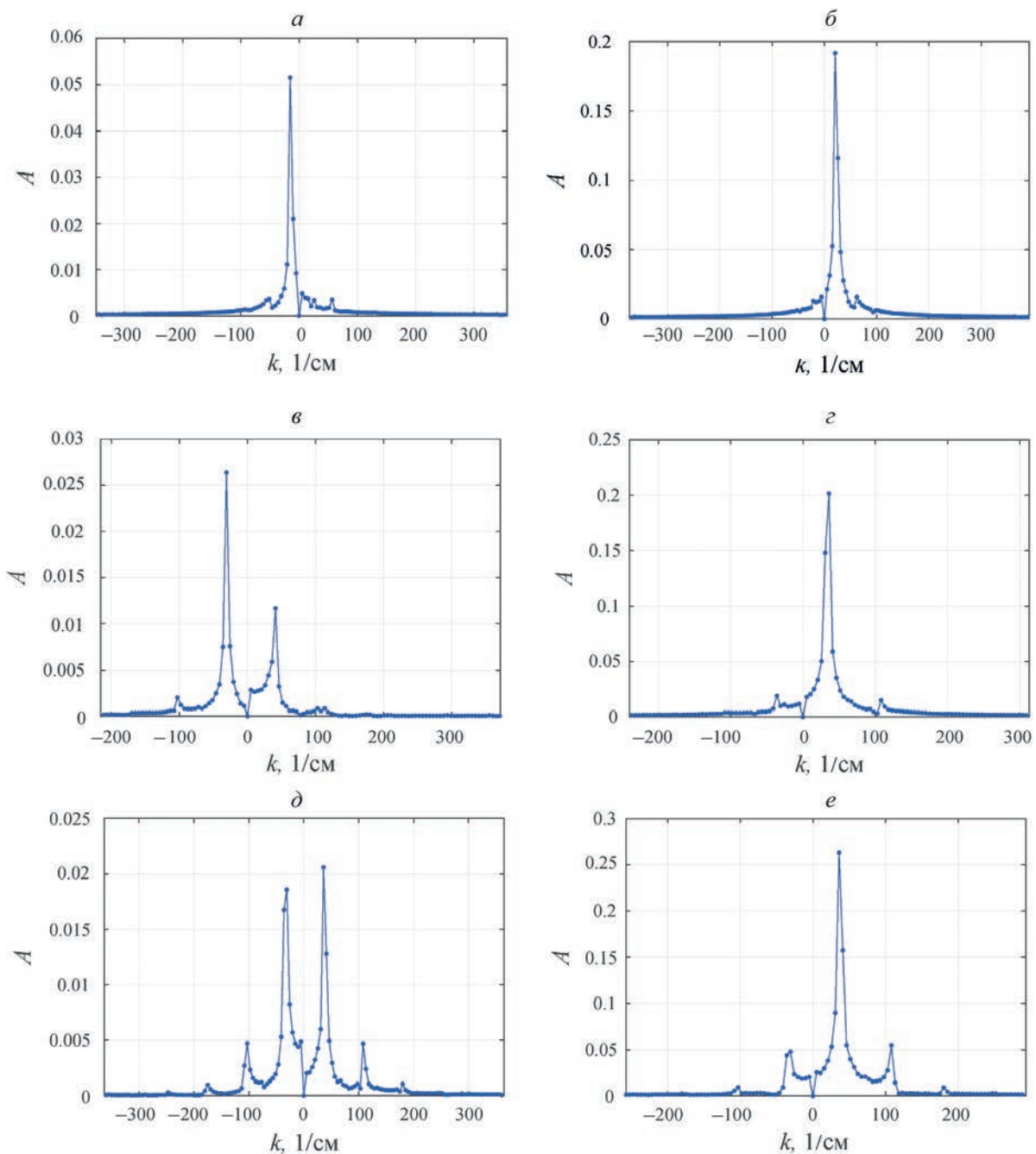


Рис. 2. Результаты Фурье-преобразования измеренного комплексного сигнала; частоты: 3000 (*a*, *б*); 3032 (*в*, *г*); 3038 МГц (*д*, *е*); положительное направление (*б*, *г*, *е*); отрицательное направление (*a*, *в*, *д*).

дисперсией на границах зон Бриллюэна. Как видно из рис. 2 число пиков увеличивается при приближении к частоте 3038 МГц, где происходит пересечение прямых и обратных дисперсионных ветвей – там и происходит резонансное взаимодействие ПСВ с решеткой магнетонного кристалла.

На рис. 3 видно, что кривые расположены не симметрично относительно оси ординат. Это связано с невзаимностью первого типа, о которой

говорилось выше. Невзаимность в данном случае вызвана специально размещением металлической поверхности со стороны подложки ГГГ в МДФ структуре. При этом волновые числа центральных точек первых зон Бриллюэна не равны значениям $\pm q/2$, а сдвинуты относительно них в сторону положительных значений волнового числа, но так, что общее расстояние между ними остается равным q . Также и расстояние между соответствующими

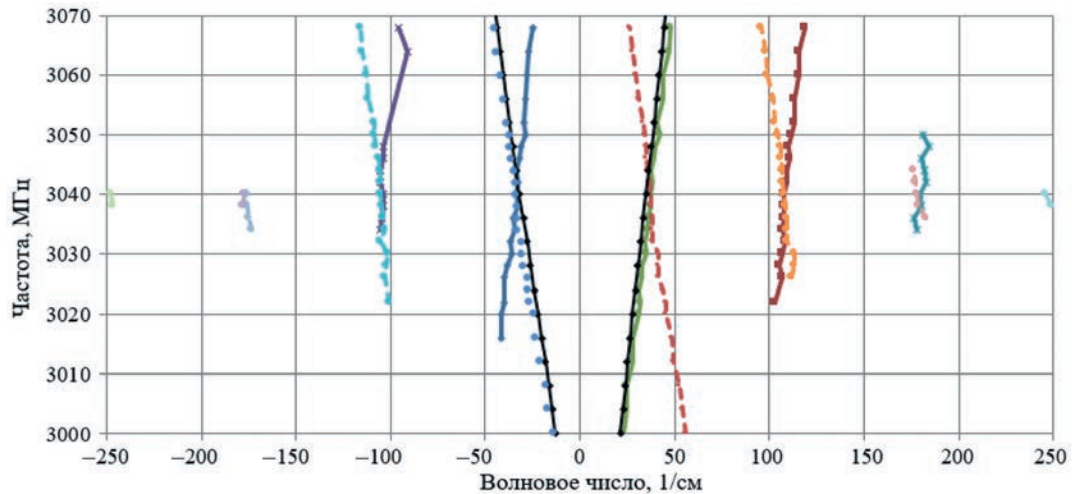


Рис. 3. Экспериментальные дисперсионные характеристики магнного кристалла на основе структуры МДФ с магнитной сигнальной диаграммой, измеренные в области частот, где наблюдаются зоны Бриллюэна; сплошные цветные линии — волны с прямой дисперсией; штриховые линии — с обратной дисперсией; черные сплошные линии — дисперсионные зависимости структуры МДФ без сигнальной диаграммы.

дисперсионными ветками равно величине q . Никакого физического противоречия здесь нет, так как в соответствии с теоремой Блоха периодичность кристаллической решетки с периодом T должна приводить только к периодичности дисперсионных зависимостей с периодом q в пространстве волновых чисел, а где при этом окажутся центры зон Бриллюэна — зависит от волновых свойств кристалла [12]. В данном случае свойство невзаимности и приводит к указанному сдвигу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря усовершенствованию экспериментальной установки и разработанной методике измерений частотно-зависимых пространственных распределений спиновых волн в ферритовых структурах стало возможным подробно изучать изменение картин пространственно-частотного распределения спиновых волн в магнном кристалле в зависимости от направления их распространения.

Были измерены дисперсионные характеристики ПСВ в магнном кристалле в результате чего несмотря на слабую энергетическую контрастность кристалла был обнаружен целый ряд бриллюэновских зон.

Экспериментально подтверждено существование двух типов невзаимности в ферритовых структурах. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны. Второй тип характеризуется разной формой пространственного распределения волны при ее распространении в противоположных направлениях. Магнный кристалл

был использован как инструмент, который дал возможность обнаружить и измерить эти типы невзаимности.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анненков А.Ю., Васильев И.В., Герус С.В., Ковалев С.И. // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 4. С. 71; Annenkov A.Y., Vasil'ev I.V., Gerus S.V., Kovalev S.I. // Tech. Phys. 1995. V. 40. No. 4. P. 330.
2. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Радиотехн. и электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 572; Annenkov A.Y., Gerus S.V. // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V. 57. No 5. P. 519.
3. Хутиева А.Б., Садовников А.В., Анненков А.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1542; Khutueva A.B., Sadovnikov A.V., Annenkov A.Y. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1205.
4. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1091; Annenkov A.Y., Gerus S.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 984.
5. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1538; Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1201.
6. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 181; Annenkov A.Y., Gerus S.V., Lock E.H. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 141.

7. 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. No. 10. P. 1197.
8. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 178; *Annenkov A.Y., Gerus S.V., Lock E.H.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 138.
9. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Электроника и микроэлектрон. СВЧ. 2019. Т. 1. № 1. С. 347.
10. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 714.
11. Локк Э.Г., Герус С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 10. С. 1494; *Lock E.H. Gerus S.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 10. P. 1528.
12. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М.: ИЛ, 1959.

Investigation of nonreciprocal characteristics of spin waves in their interaction with a weakly contrasting magnon crystal

S. V. Gerus^{1,*}, E. H. Lock¹

¹ *Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics
of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190, Russia*

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

The spatial-frequency distributions of spin waves in a magnon crystal and their dispersion characteristics have been experimentally investigated. In spite of the weak energy contrast of the crystal, the occurrence of a number of Brillouin zones and the existence of two types of wave nonreciprocity were found: one type is due to the asymmetry of dispersion dependences with respect to the direction of wave propagation, and the second type is due to the different spatial distribution of the wave when it propagates in opposite directions. The magnon crystal made it possible to detect and measure these types of nonreciprocity.