

МАГНОНИКА И СПИНТРОНИКА

Генерация и управление током темными параметрическими солитонами огибающей в микроволновом активном кольцевом резонаторе с магнетным кристаллом

А.С. Бир, Д.В. Романенко, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский 2

«Левые» среды на основе ферро- и антиферромагнетных полупроводников

С.В. Гришин, М.Д. Амелеченко, А.В. Богомолова, Ю.П. Шараевский 6

Нелинейный сдвиг запрещенных зон при распространении спиновых волн в магнетном кристалле с метаповерхностью

Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова 10

Нелинейные эффекты при распространении спиновых волн в слоистой периодической мультиферроидной структуре

О.В. Матвеев, Н.Д. Лобанов, М.А. Морозова 12

Электрическое управление динамикой спиновых волн в структуре магнетный кристалл - полупроводник

О.В. Матвеев, Д.В. Романенко, Н.Д. Лобанов, М.А. Морозова 14

Магнетные метаповерхности в микроволновом диапазоне частот

Д.В. Романенко, А.С. Бир, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский 16

Генерация и управление током темными параметрическими солитонами огибающей в микроволновом активном кольцевом резонаторе с магнетным кристаллом

А.С. Бир, Д.В. Романенко, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский
*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского*
bir.evstegneeva.1997@gmail.com

В последние годы активно проводятся исследования по созданию в микроволновом диапазоне частот автономных источников импульсных сигналов ультракороткой длительности (УКИ). Такие источники создаются на основе активных кольцевых резонаторов, в цепи обратной связи которых используются нелинейные элементы либо в виде насыщающихся поглотителей, выполненных из ЛБВ-подавителей [1], либо в виде нерегулярных магнетных микроволноводов с конкурирующими нелинейностями [2]. В последнем случае была продемонстрирована возможность генерации многосолитонных комплексов, состоящих из темных параметрических импульсов, которые содержали «поезда» из темных солитонов огибающей наносекундной длительности. Такие структуры формировались при условии существования конкуренции между трех- и четырехволновыми нелинейными спин-волновыми взаимодействиями в нерегулярном магнетном волноводе, когда сверхширокополосный усилитель работает в режиме насыщения выходной мощности. Темные солитоны огибающей наносекундной длительности формировались и при использовании в кольце регулярных магнетных волноводов, но представляли собой последовательности одиночных темных параметрических импульсов, из которых не формировались «поезда» темных солитонов огибающей. Период следования таких одиночных импульсов определялся временем релаксации параметрически возбуждаемых спиновых волн (СВ), а их длительность зависела от превышения амплитуды магнетостатической волны (МСВ) порога надкритичности.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования управления режимами генерации темных солитонов огибающей с помощью постоянного тока, который прикладывается к магнетному кристаллу (МК), используемому в активном кольцевом резонаторе в качестве нелинейного элемента.

Магнетные кристаллы являются периодическими магнетными структурами, которые характеризуются наличием в спектре спиновых волн полос непропускания, удовлетворяющих условию Брегга [3]. Полосы непропускания формируются вследствие отражения спиновой волны от периодической структуры, что значительно понижает амплитуду спиновой волны, проходящей на выход МК на частотах брегговского резонанса. Такое частотно-избирательное прохождение спиновой волны через МК обуславливает изменение уровней падающей мощности, необходимых для реализации нелинейных спин-волновых взаимодействий в полосе непропускания.

Известно, что в ферромагнетных пленках наименьшим порогом обладают трехволновые параметрические процессы распада МСВ на СВ (порядка единиц или десятков микроватт), которые, в отличие от четырехволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий, имеют частотные ограничения [4]. Так, для широко используемых на практике пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), в которых возбуждается поверхностная МСВ (ПМСВ), частотный порог существования трехволновых процессов определяется частотой ~ 4.2 ГГц, выше которой данные нелинейные взаимодействия запрещены. Кроме того, пороги трехволновых и четырехволновых нелинейных процессов возрастают при увеличении частоты или напряженности внешнего постоянного магнетного поля. Возвращаясь к МК необходимо отметить, что наибольший уровень па-

дающей мощности, при котором начнут развиваться нелинейные процессы, будет соответствовать частоте брегговского резонанса. Таким образом, в МК, отстраиваясь от частоты брегговского резонанса в относительно узкой полосе частот, возможно осуществить более эффективное управление порогами падающей мощности, чем в однородной пленке в аналогичной полосе частот. Такую особенность МК можно использовать для управления режимами генерации темных параметрических импульсов, если изменить внутреннее магнитное поле МК (перестраивать по частоте полосу не пропускания) с помощью постоянного тока.

На рис.1а приведена схема кольцевого автогенератора на основе 1D МК, изготовленного из пленки ЖИГ толщиной 10 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_0=1750$ Гс, выращенной на подложке гадолиний галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм с использованием метода жидкофазной эпитаксии. МК представляет собой периодическую структуру в виде столбиков и канавок с периодом $T=200$ мкм, которая сформирована на поверхности пленки ЖИГ с использованием методов травления и литографии. Столбики и канавки имеют одинаковую ширину - 100 мкм. Канавки характеризуются глубиной травления 1 мкм. Внешнее постоянное магнитное поле $H_0=356$ Э приложено касательно к поверхности МК и направлено параллельно входному микрополосковому преобразователю. Такая конфигурация поля поддерживает распространение ПМСВ. Выбор величины поля H_0 был обусловлен необходимостью создания условий для развития в МК как трех-, так и четырехволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий. Вдоль продольной оси симметрии МК вблизи его поверхности располагается проволочный проводник, подключенный к источнику постоянного тока. В зависимости от полярности тока внутреннее магнитное поле МК может как увеличиваться, так и уменьшаться. В автогенераторе, помимо МК, используется усилительный каскад, состоящий из клистрона-усилителя и двух транзисторных усилителей, которые необходимы для компенсации потерь в полосе не пропускания МК. Выходной усилитель каскада работает в режиме насыщения выходной мощности, а оставшиеся два усилителя - в режиме линейного усиления сигнала. Помимо этого, клистрон-усилитель, являясь усилителем резонансного типа с центральной частотой ~ 2.8 ГГц, настраивается

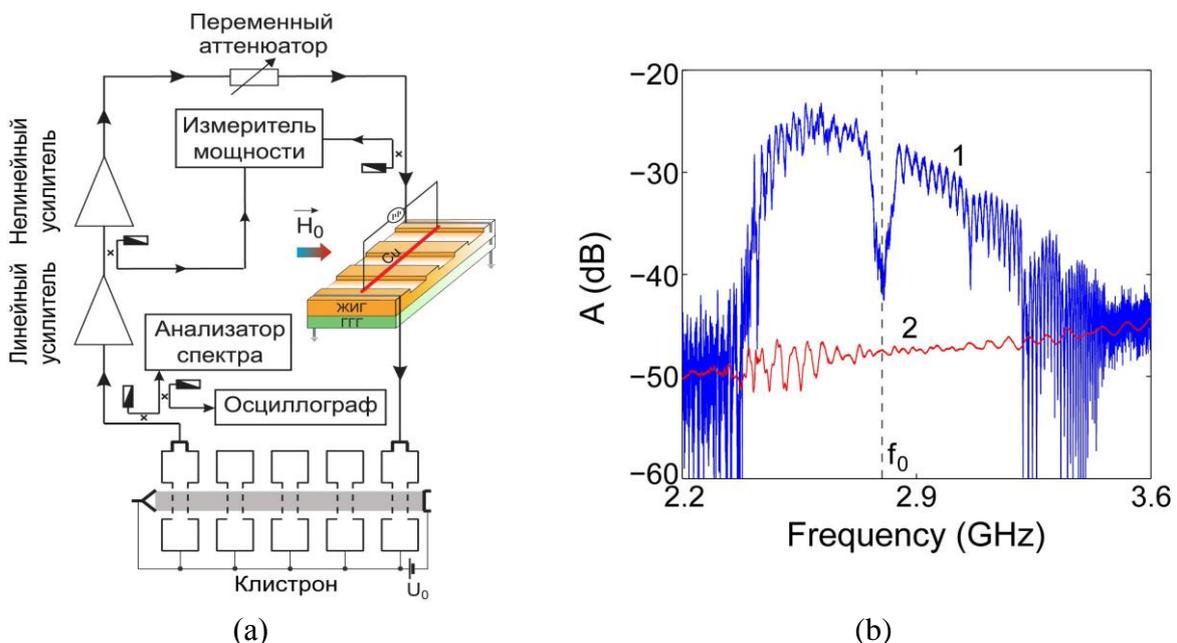


Рис.1. (а) Блок-схема кольцевого автогенератора с управляемым током магннным кристаллом и (б) АЧХ магннного кристалла, измеренная при $H_0=356$ Э. На (б) кривая 1 - $P_{вк}=-30$ дБмВт, кривая 2 - $P_{вк}=+7$ дБмВт и f_0 - частота брегговского резонанса.

на полосу частот запрещенной зоны, в которой реализуются амплитудные и фазовые условия генерации сигнала. Уровень мощности сигнала на входе МК регулируется с помощью переменного аттенюатора. Генерируемый в кольце СВЧ-сигнал через направленные ответвители поступает на входы анализатора спектра и осциллографа реального времени для анализа и последующей обработки.

На Рис.1b показана амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) МК, измеренная как в линейном, так и в нелинейном режимах. Видно, что в спектре ПМСВ существует полоса непропускания, центральная частота которой $f_0 = 2797$ МГц соответствует частоте брегговского резонанса. Увеличение входной мощности сигнала до $P_{вх}=+7$ дБмВт приводит к развитию в МК как трех-, так и четырехволновых нелинейных процессов, что обуславливает увеличение нелинейных потерь ПМСВ и к полному исчезновению полосы непропускания.

На рис.2 приведены спектр мощности, временные реализации и фазовый портрет генерируемых темных солитонов огибающей, измеренные при коэффициенте усиления кольца $G=31$ дБ (где $G=K-A$, K – коэффициент усиления усилительного каскада, A – общие потери сигнала в кольце). В этом случае средняя мощность сигнала на входе МК имеет значение $P=+3$ дБмВт, при котором развиваются трехволновые нелинейные процессы взаимодействия спиновых волн. Выходной усилитель каскада работает в режиме глубокого насыщения выходной мощности. Видно, что в отсутствие постоянного тока ($I=0$) в кольце формируется последовательность хаотических паттернов, состоящих из темных солитонов огибающей длительностью ~ 30 нс. Усредненная на длине реализации частота следования паттернов $f_{ам}$ имеет значение ~ 100 кГц, которое соответствует частоте автомодуляции параметрически возбуждаемых СВ, рожденных в результате распадных процессов. В тоже самое время, наличие внутри хаотических паттернов темных импульсов с частотами, не превышающими 2 МГц, свидетельствует о том, что указанные импульсы рождены в результате трехволновых процессов слияния СВ [5].

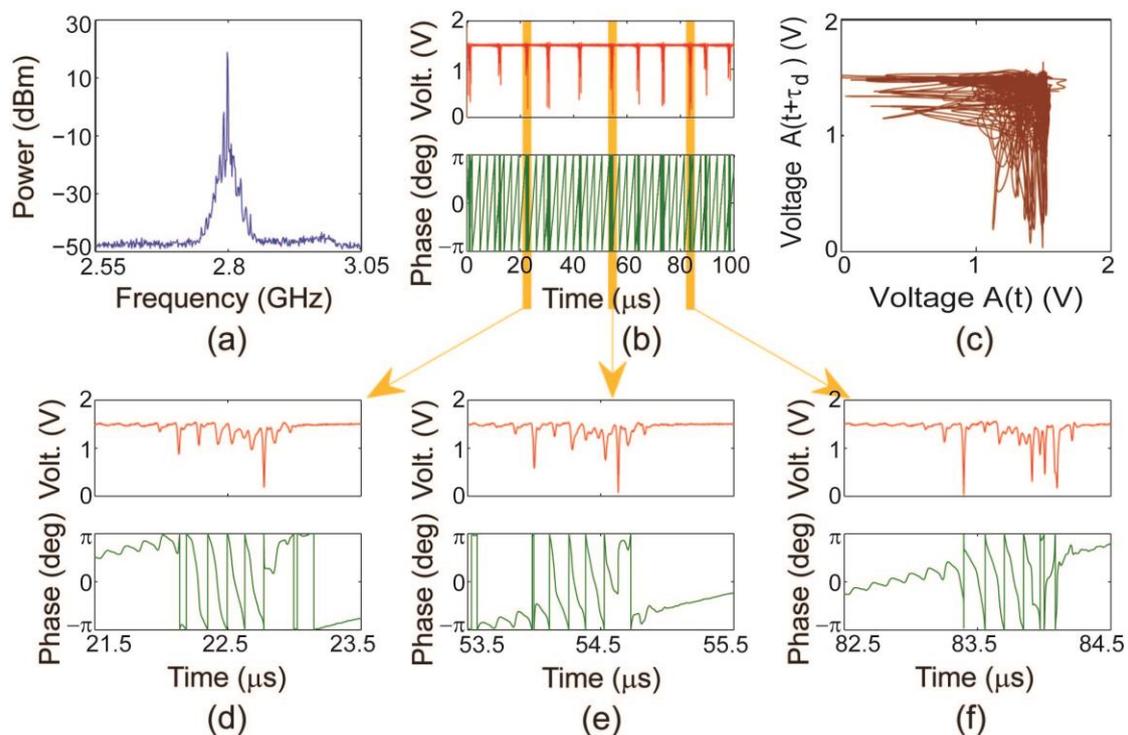


Рис.2 (a) Спектр мощности, (b, d, e f) временные реализации (амплитуды и фазы) и (c) фазовый портрет темных солитонов огибающей, генерируемых в кольце в отсутствие постоянного тока.

На Рис.3 приведены результаты, полученные при подаче на проволочный проводник постоянного тока разной полярности. Из представленных результатов следует, что при положительной полярности тока частота f_{am} увеличивается до значения ~ 274 кГц, а при отрицательной полярности тока, наоборот, уменьшается до значения ~ 13 кГц. Таким образом, изменяя внутреннее магнитное поле МК, мы перестраиваем полосу непропускания МК относительной центральной частоты клистрона, что приводит к изменению порога генерации трехволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий.

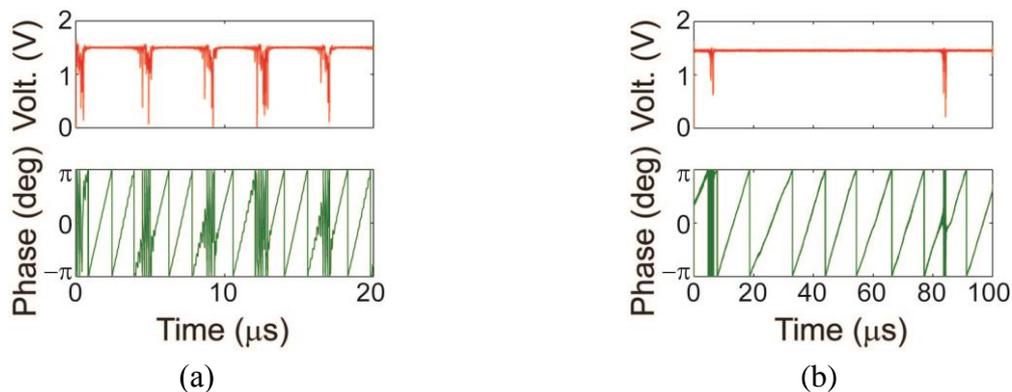


Рис.3 Временные реализации (амплитуды и фазы) параметрических темных солитонов огибающей, измеренные при двух значениях постоянного тока I : (a) +320 мА и (b) -200 мА.

В заключение отметим, что проведенные в работе исследования указывают на возможность управления с помощью постоянного тока порогами трехволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий в магнетонных кристаллах и режимами генерации параметрических темных солитонов огибающей в активных кольцевых резонаторах на основе таких структур.

Работа выполнена за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 16-19-10283)

ЛИТЕРАТУРА

1. S.V. Grishin, B.S. Dmitriev, O.I. Moskalenko et al. // Phys. Rev. E. 2018. V. 98. P. 022209.
2. А.С. Бир, С.В. Гришин // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110, вып. 5. С. 348 – 353.
3. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1099–1128.
4. А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот» Саратов: Изд-во СГУ, 1993.
5. Гришин С.В., Шараевский Ю.П. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89, № 2. С. 59-63.

«Левые» среды на основе ферро- и антиферромагнитных полупроводников

С.В. Гришин, М.Д. Амельченко, А.В. Богомолова, Ю.П. Шараевский
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского
sergrsh@yandex.ru

В последние два десятилетия не спадает интерес к исследованиям искусственно созданных сред (метаматериалов), обладающих уникальными свойствами, которые не встречаются у природных материалов [1]. Среди метаматериалов особое место занимают, так называемые, «левые» среды, диэлектрическая и магнитная проницаемости которых являются одновременно отрицательными величинами, а волновой вектор электромагнитной волны (ЭМВ), распространяющейся в таких средах, составляет левую тройку векторов с векторами напряженности электрического и магнитного полей [2]. Интерес к «левым» средам связан с получением отрицательного показателя преломления, с созданием идеальных линз (линз Пендри) для получения изображений с субволновым разрешением ниже дифракционного предела Аббе, а также с реализацией покрытий, создающих эффект невидимости, т.е. покрытий типа «плаща-невидимки». Однако перечисленные выше применения затруднены на практике из-за больших потерь, связанных с резонансными откликами субволновых элементов на внешнее воздействие, и с использованием металлических структур. Кроме того, основной проблемой, возникающей при создании трехмерных метаматериалов, является сложность конфигурации микро- и наноразмерных субволновых структур. В настоящем докладе на основе электродинамической модели бигиротропного материала демонстрируется возможность реализации «левой» среды без использования микро- или наноразмерных металлических элементов. В качестве бигиротропного материала рассматривается ферро- и антиферромагнитный полупроводник, для описания электрических свойств которого используется модель продольно замагниченной электронной плазмы, а его магнитные свойства описываются моделью продольно намагниченного ферромагнетика.

Для расчёта электродинамических характеристик ЭМВ, распространяющихся в продольно намагниченной бигиротропной среде, используется система уравнений Максвелла, которая в системе СГС в отсутствие сторонних зарядов и токов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{e} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{b}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{h} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{d}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{b} &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{d} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где \vec{e} , \vec{h} - ВЧ составляющие электрического и магнитного полей, \vec{d} , \vec{b} - ВЧ составляющие электрической и магнитной индукций, c – скорость света в свободном пространстве. Система уравнений (1) дополняется следующими материальными соотношениями:

$$\vec{d} = \vec{\epsilon} \vec{e}, \quad (2a)$$

$$\vec{b} = \vec{\mu} \vec{h}, \quad (2b)$$

где $\vec{\epsilon}$ - тензор высокочастотной диэлектрической проницаемости среды, который в случае продольно намагниченной (вдоль оси OZ) электронной плазмы, имеет следующий вид:

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & -jg & 0 \\ jg & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad (3a)$$

$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega^2}$, $g = -\frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)\omega}$, $\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m_e}}$ – плазменная частота электронов, $\omega_{ce} = \frac{|eB_0|}{m_e c}$ – циклотронная частота электронов, N – концентрация электронов в плазме, e/m_e – удельный заряд электрона, B_0 – постоянная магнитная индукция, $\vec{\mu}$ – тензор высокочастотной магнитной проницаемости среды, который в случае продольно намагниченного (вдоль оси OZ) магнетика, имеет следующий вид:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (36)$$

μ и μ_a – диагональная и недиагональная компоненты тензора высокочастотной магнитной проницаемости, которые в случае ферромагнетика записываются как

$$\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2]/(\omega_H^2 - \omega^2), \quad \mu_a = \omega_M \omega/(\omega_H^2 - \omega^2), \quad (4a)$$

$\omega_H = \gamma H_0$ – круговая частота ферромагнитного резонанса, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения материала, γ – гиромагнитное отношение. В случае антиферромагнетика, у которого направление «легкой» оси анизотропии совпадает с направлением внешнего постоянного магнитного поля, компоненты тензора имеют следующий вид [3]:

$$\mu = 1 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \frac{\omega_+ \omega_- - \omega^2}{(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)}, \quad (4б)$$

$$\mu_a = 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \frac{\omega(\omega_- - \omega_+)}{(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)},$$

H_A – поле анизотропии, M_s – усредненная статическая намагниченность подрешеток, γ_s – усредненный g -фактор, $\omega_+ = \gamma(H_C + H_0)$ и $\omega_- = \gamma(H_C - H_0)$ – резонансные частоты, $H_C = \sqrt{H_A(2H_E + H_A)}$ – поле «опрокидывания» подрешеток, H_E – поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками. Наличие у антиферромагнетика двух подрешеток приводит к распространению в нем двух медленных ЭМВ (в отличие от одной медленной ЭМВ у ферромагнетика), диапазон частот которых приходится на терагерцовую область.

Будем рассматривать безграничную в направлении оси OY бигиротропную среду, в которой распространение ЭМВ происходит вдоль оси OZ , вдоль которой приложено внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 . Решение системы уравнений (1) будем искать в форме обобщенных плоских волн. Полагая, что $\partial/\partial y = 0$, для производных по координатам x и z , получаем: $\partial^2/\partial x^2 = -k_x^2$ и $\partial/\partial z = -jk_z$, где k_z – продольное волновое число, а k_x – поперечное волновое число, вид функции которого определяется из граничных условий. С учетом этого и выражений (2), (3), из первых двух уравнений системы (1) получаем дисперсионное уравнение для продольно намагниченной бигиротропной среды:

$$\varepsilon\mu k_x^4 + \{(\varepsilon + \eta\mu)k_z^2 + [\mu(g^2 - \varepsilon^2) - \varepsilon\eta(\mu^2 - \mu_a^2)]k_0^2\}k_x^2 + \eta\{[k_z^2 - (\varepsilon\mu - g\mu_a)k_0^2]^2 - (g\mu - \varepsilon\mu_a)^2 k_0^4\} = 0, \quad (5)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число ЭМВ в вакууме. Если в (5) положить, что $g = 0$ и $\eta = \varepsilon$, то получаем известное дисперсионное уравнение для продольно намагниченного ферромагнетика [4]:

$$\mu k_x^4 + [(1 + \mu)k_z^2 - (\mu^2 + \mu - \mu_a^2)k_0^2 \varepsilon]k_x^2 + (k_z^2 - \mu k_0^2 \varepsilon)^2 - \mu_a^2 k_0^4 \varepsilon^2 = 0. \quad (6a)$$

Если в (5) положить, что $\mu_a = 0$ и $\mu = 1$, то получаем известное дисперсионное уравнение для продольно намагниченной плазмы [5]:

$$\varepsilon k_x^4 + [(\varepsilon + \eta)k_z^2 + (g^2 - \varepsilon^2 - \varepsilon\eta)k_0^2]k_x^2 + \eta[(k_z^2 - k_0^2\varepsilon)^2 - k_0^4g^2] = 0. \quad (6б)$$

В квазистатическом приближении, когда $k_z \gg k_0$, уравнение (5) переписывается к следующему виду:

$$(\varepsilon k_x^2 + \eta k_z^2)(\mu k_x^2 + k_z^2) = 0. \quad (7)$$

Уравнение (7) представляет собой произведение двух дисперсионных уравнений, одно из которых является дисперсионным уравнением для продольно замагниченной плазмы, а другое - дисперсионным уравнением для продольно намагниченного магнетика. Необходимо отметить, что в квазистатическом приближении влияние диэлектрической проницаемости на свойства магнитоэлектронных спиновых волн (МСВ) в магнетике равно как влияние магнитной проницаемости на свойства медленных (магнитозвуковой и необыкновенной) волн в электронной плазме не учитываются. Таким образом, квазистатическое приближение не может быть использовано для описания дисперсионных характеристик ЭМВ, распространяющихся в «левой» среде, у которой необходимо одновременно учитывать отрицательные значения как диэлектрической, так и магнитной проницаемостей.

Далее будем рассматривать случай ферромагнитного полупроводника, хотя аналогичные эффекты наблюдаются и в случае антиферромагнитного полупроводника. На Рис.1 приведены частотные зависимости диагональных компонент тензоров высокочастотной диэлектрической и магнитной проницаемостей, полученные для ферромагнитного полупроводника. Видно, что существует частотная область $\Omega_1 < \Omega < \Omega_2$ (где $\Omega = \omega/\omega_H$, $\omega_H = \omega_{ce}$ - гирочастота, $\Omega_1 = 1$, $\Omega_2 = 1 + \Omega_M$, $\Omega_M = \omega_M/\omega_H$), в которой бигиротропная среда является «левой» средой, т.е. в указанной области частот $\varepsilon, \eta < 0$ и $\mu_+ < 0$.

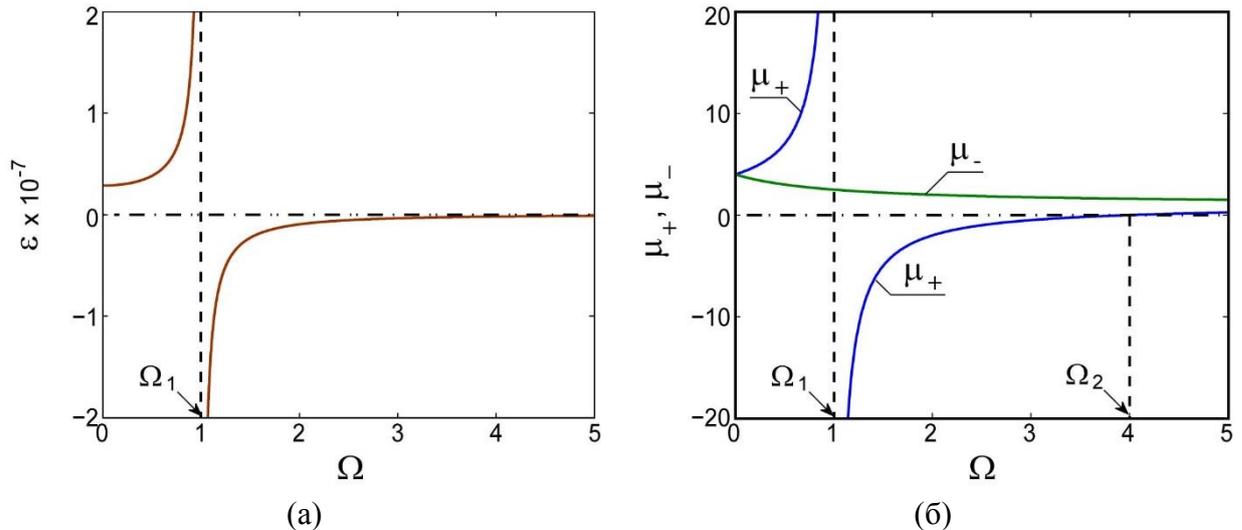


Рис.1 Зависимости диагональной компоненты ε тензора высокочастотной диэлектрической проницаемости $\vec{\varepsilon}$ (а), право- μ_+ и левополяризованной μ_- диагональной компоненты тензора высокочастотной магнитной проницаемости $\vec{\mu}$ (б) от безразмерной частоты Ω . Расчеты выполнены для $H_0=600$ Э, $4\pi M_0=1750$ Гс и $N=10^{17}$ см⁻³. На (а) и (б) пунктирными линиями показаны безразмерные частоты Ω_1 и Ω_2 , на которых происходит смена знака у ε и μ_+ .

На Рис.2 приведены результаты расчета дисперсионных характеристик быстрых и медленных ЭМВ, полученные на основе решения уравнения (5) для металлизированного с обеих сторон тонкого слоя ферромагнитного полупроводника. В этом случае вид функции поперечного волнового числа $k_x = n\pi/d$ (где d – толщина слоя, $n = 1, 2, 3 \dots$ - номер толщинной моды ЭМВ) находился из граничных условий в магнитоэлектронном приближении. Из представленных на Рис.2б результатов следует, что как только ферромагнетик перестает быть диэлектриком и в нем появляются свободные носители заряда, то медленная обратная объемная ЭМВ (кривая 4) начинает испытывать их влияние. Это приводит как к сдвигу ее частоты отсечки в более высокочастотный диапазон (в сторону частоты

$f = \omega_H + \omega_M$), так и к увеличению замедления. Помимо этого, влияние свободных носителей заряда на медленную обратную объемную ЭМВ приводит к тому, что данная волна начинает распространяться на частотах, где диагональные компоненты тензоров высокочастотных диэлектрической и магнитной проницаемостей являются отрицательными величинами, т.е. в «левой» среде. Отмеченные выше особенности поведения дисперсионных характеристик медленной обратной объемной ЭМВ под влиянием свободных носителей заряда не описываются в рамках квазистатического (магнитостатического) приближения, которое для бигорotropной среды является неприменимым даже в случае тонких пленок. В свою очередь макроскопическая намагниченность оказывает влияние на дисперсионные характеристики магнитозвуковой волны (кривая 5), которая становится более замедленной волной, что приводит к более сильному расхождению между ее дисперсионными характеристиками, полученными при строгом решении и в электростатическом приближении (сравни кривую 5 и кривую 5'). Как следует из результатов расчетов, при больших значениях концентрации электронов квазистатическое приближение становится неприменимым не только для медленной обратной объемной ЭМВ, но и для магнитозвуковой волны. Три остальные ЭМВ (две быстрые (обыкновенная и необыкновенная) ЭМВ и одна медленная необыкновенная ЭМВ) ведут себя аналогичным образом, что и в отсутствие магнитного упорядочивания.

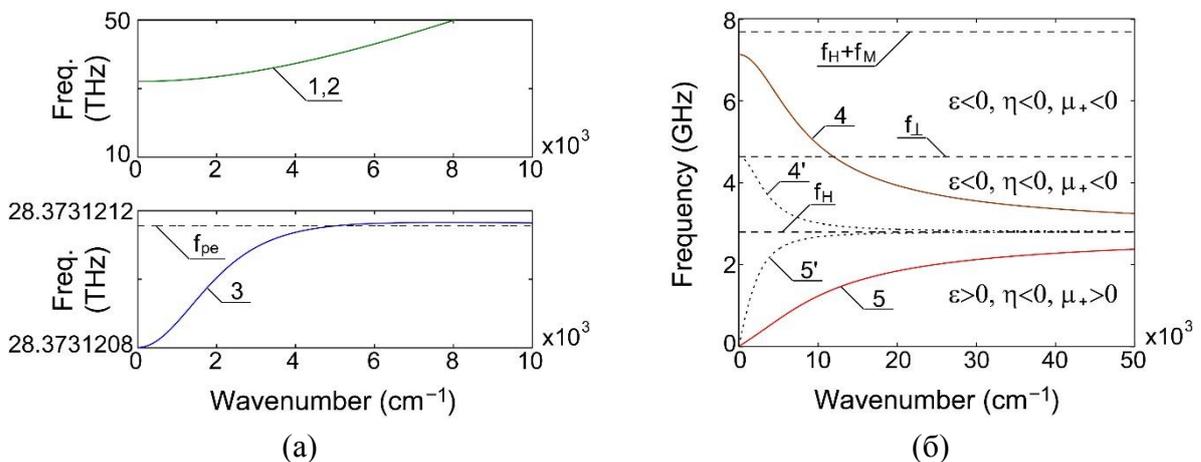


Рис.2 Дисперсионные характеристики (а) высокочастотных быстрых обыкновенной и необыкновенной ЭМВ (кривые 1 и 2), медленной необыкновенной ЭМВ (кривая 3), а также (б) двух низкочастотных медленных ЭМВ (кривые 4 и 5 – строгое решение, кривые 4' и 5' – квазистатическое приближение), рассчитанные при $N=10^{19}$ см⁻³. Расчеты выполнены для $d = 10$ мкм, $H_0=10^3$ Э, $4\pi M_0=1750$ Гс и $n = 1$.

В заключении отметим, что наличие в среде магнитного и электрического упорядочивания приводит к сильному замедлению МСВ и магнитозвуковой волн. Кроме того, частота отсечки обратной объемной МСВ под воздействием электрического упорядочивания сдвигается вверх по частоте, а сама МСВ начинает распространяться в «левой» среде.

Работа выполнена за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 19-79-20121)

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. № 7. С. 517.
2. J.B. Pendry et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. No 25. P. 4773.
3. A. Yu. Sharaevskaya, D. V. Kalyabin, E. N. Beginin et al.// J. Magn. Magn. Mat. 2019. Vol. 475.P. 778.
4. А.Л. Микаэлян “Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах” М. – Л.: Госэнергоиздат, 1963.
5. Еськин В.А. Электромагнитные волны в замагниченных плазменных волноводах. Учебное пособие. Нижний Новгород: Нижегородский университет. 2012. – 108 с.

Нелинейный сдвиг запрещенных зон при распространении спиновых волн в магнетонном кристалле с метаповерхностью

Н.Д. Лобанов¹, О.В. Матвеев¹, М.А. Морозова^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Московский физико-технический институт

nl_17@mail.ru

Метаматериалы представляют собой искусственно созданные материалы, обладающие свойствами, не встречающимися в природе. Под такими свойствами понимаются, например, наличие у материала отрицательных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей, которые создаются за счет использования периодических структур. Период таких структур меньше длины волны, распространяющейся в метаматериале [1]. Планарные (1D или 2D) метаматериалы, называемые метаповерхностями (МП), более просты в изготовлении, для чего могут быть использованы существующие технологии литографии и нанопечати. Исследование влияния метаповерхностей на распространение волн в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) проводилось в работах [2,3], в которых показано появление в спектре спиновых волн полос непропускания.

В настоящей работе исследуется влияние метаповерхностей на распространение магнитостатических волн в магнетонном кристалле (МК). МП и МК представляют собой пленки ферромагнитные пленки с периодической системой канавок разного периода. Период МП меньше периода МК, таким образом, для длин волн, соответствующим условия брэгговского резонанса МК, МП является метаповерхностью. Структура помещена во внешнее магнитное поле, направленное касательно к плоскости структуры, таким образом, в структуре будут распространяться поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ).

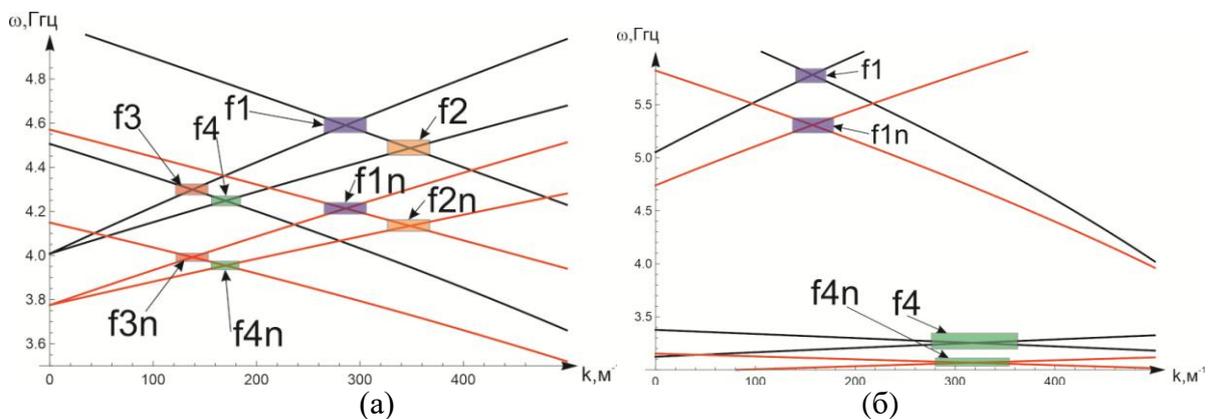


Рис.1 Дисперсионные характеристики для прямых и отраженных волн в линейном случае (черные прямые) и нелинейном случае (красные прямые), если намагниченность МК и МП (а) одинаковая (б) различная.

Показано, что в структуре, состоящей из МП и МК, разделенных слоем диэлектрика, в полосе первого брэгговского резонанса формируется четыре запрещенных зоны. На рис. 1 центральные частоты данных запрещенных зон f_1, f_2, f_3, f_4 (в линейном случае) и $f_{1n}, f_{2n}, f_{3n}, f_{4n}$ (в нелинейном случае) отмечены прямоугольниками соответствующего цвета.

Исследовано влияние мощности входного сигнала на положение, ширину и количество запрещенных зон. Показано, что с увеличением мощности входного сигнала

имеет место сдвиг всех запрещенных зон вниз по частоте. Показано, что в нелинейном случае частотный интервал между запрещенными зонами становится меньше, чем в линейном случае. Причем эффект уменьшения частотного интервала между зонами является незначительным в случае, если намагниченность МК и МП одинакова (рис.1а) и более ярко выражен в случае, намагниченность МК и МП различна (рис.1б). Ширины запрещенных зон, свою очередь, не меняются при увеличении мощности входного сигнала.

Таким образом, использование метаповерхностей позволит расширить функциональные возможности линейных и нелинейных устройств на базе магнетических кристаллов, которые могут использоваться в СВЧ-электронике в качестве перестраиваемых СВЧ-фильтров, фазовращателей, линий задержки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-20121).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю.В. и др. // Вестн. РАН. 2008. Т. 78. С. 438.
2. Vysotskii S. et al. // Acta Physica Polonica. 2018. V. 133. P. 508.
3. Vysotskii S. L. et al. // IEEE Magn. Lett. 8, 3706104 (2017).

Нелинейные эффекты при распространении спиновых волн в слоистой периодической мультиферроидной структуре

О.В. Матвеев¹, Н.Д. Лобанов¹, М.А. Морозова^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Московский физико-технический институт

olvmatveev@gmail.com

В настоящей работе исследуются нелинейные эффекты при распространении волн в периодических композитных мультиферроидных структурах. Известно, что в композитных мультиферроиках происходит гибридизация спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитном слое, и замедленных электромагнитных волн в сегнетоэлектрическом слое [1]. Таким образом, в композитной структуре распространяются гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ), характеристиками которых зависят как от внешнего магнитного поля, так от приложенного к сегнетоэлектрическому слою электрического поля. Кроме того, взаимодействие спиновых и электромагнитных волн в периодических структурах приводит к образованию дополнительной полосы непропускания в области первого брэгговского резонанса [2,3], по сравнению со случаем одиночного магнетонного кристалла, что актуально для создания устройств частотной обработки сигналов в СВЧ диапазоне с возможностью электрического управления.

Целью работы было исследование влияния нелинейности как ферромагнитной, так и сегнетоэлектрической подсистемы на дисперсионные характеристики ГЭМСВ. Исследуемая структура состояла из магнетонного кристалла (МК) и сегнетоэлектрической пластины (СЭ). Магнетонный кристалл представляет собой ферромагнитную пленку (ФП), на поверхности которой нанесена периодическая неоднородность в виде системы канавок. Предполагалось, что композитная структура (МК/СЭ) находится в касательном магнитном поле, такая конфигурация отвечает случаю распространения в ФП поверхностной МСВ. Магнитная нелинейность среды учтена в виде зависимости постоянной составляющей намагниченности от амплитуды распространяющейся волны [4]. Электрическая нелинейность учтена стандартным способом для сред с керровской нелинейностью: зависимостью диэлектрической проницаемости от квадрата амплитуды электрического поля [5].

На рис. 2а показаны дисперсионные характеристики ГЭМСВ [6] в структуре МК/СЭ, в линейном случае (штриховые кривые) и с учётом магнитной и электрической нелинейностей (сплошные кривые). В линейном случае видно формирование двух запрещенных зон - основной (показана светлой заливкой *b*) и гибридной (показана темной заливкой *c*). При увеличении амплитуды сигнала основная и гибридная запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте. На рис. 2б показан фрагмент дисперсионной характеристики ГЭМСВ в области гибридной запрещенной зоны (отмеченный овалом на рис. 1а) с учетом только магнитной нелинейности. Видно, что дисперсионные характеристики сдвигаются вниз как по частоте, так и в сторону больших волновых чисел при увеличении амплитуды сигнала. На рис. 2с показан тот же фрагмент дисперсионной характеристики с учётом только электрической нелинейности. Дисперсионные характеристики, а соответственно, и центр гибридной запрещенной зоны, сдвигаются вверх по частоте и в сторону малых волновых чисел, т.е. влияние электрической нелинейности противоположно влиянию магнитной. Кроме того, видно, что влияние магнитной нелинейности значительно превышает влияние электрической на положение гибридной запрещенной зоны.

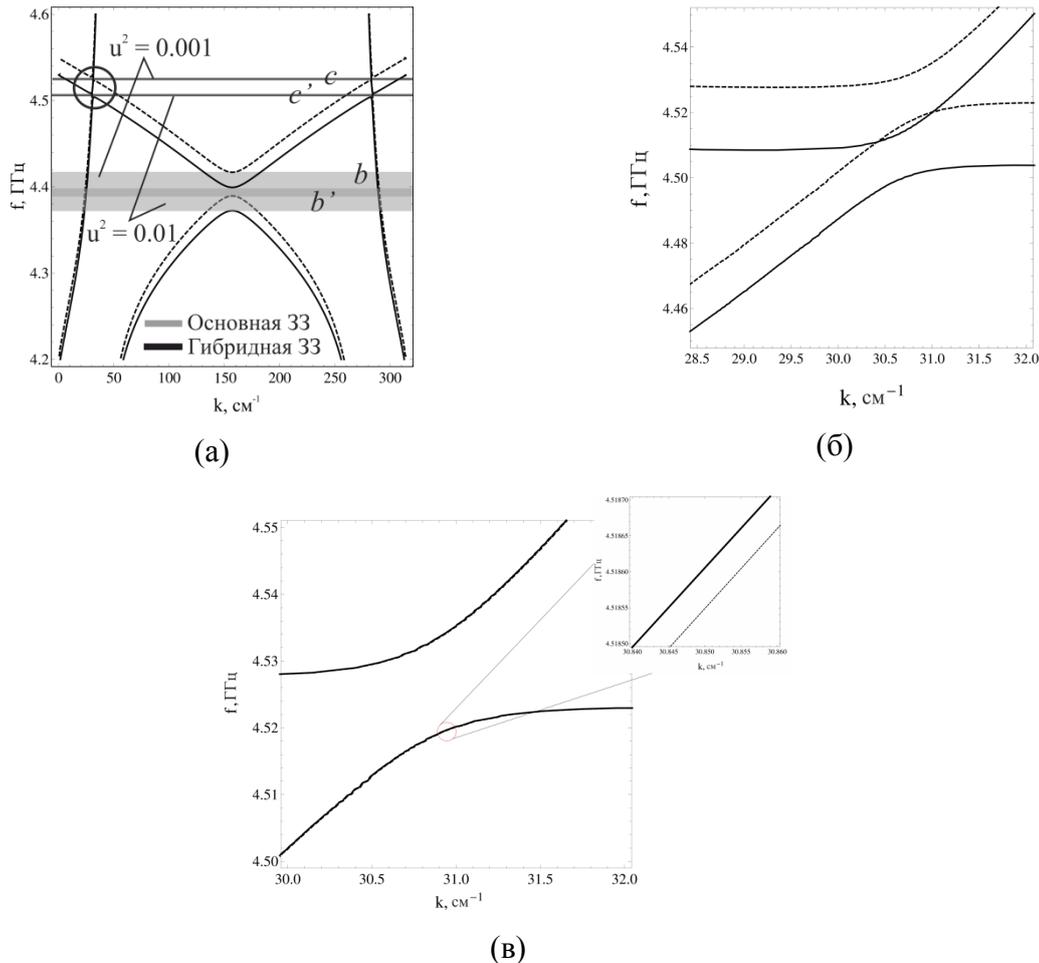


Рисунок 1 Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК/СЭ (а) с учетом магнитной и электрической нелинейности, (б) с учетом только магнитной нелинейности, (в) с учетом только электрической нелинейности. На всех графиках дополнительно нанесены дисперсионные характеристики в линейном случае (штриховые кривые)

Таким образом, мультиферроидные структуры на базе магнетических кристаллов могут быть полезны при разработке систем частотной обработки СВЧ-сигналов в качестве узкополосных фильтров с возможностью электрического управления. А учет нелинейных эффектов позволит уточнить характеристики таких систем в случае распространения сигналов большой мощности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-03049-мк).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Б. Анфиногенов и др. // ПЖТФ. 1986. Т. 12. С. 938
2. А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос // ПЖТФ 2014. Т. 40. С. 58
3. М.А. Morozova et al // IEEE Trans. on Magn. 2015. V. 51. P. 7126980.
4. Е. Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский // ФТТ. 2010. Т. 52. С. 76.
5. М.А.Черкасский, А.А. Никитин, Б.А. Калиникос // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 839.
6. М.А. Морозова и др. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 266.

Электрическое управление динамикой спиновых волн в структуре магнетонный кристалл - полупроводник

О.В. Матвеев, Д.В. Романенко, Н.Д. Лобанов, М.А. Морозова
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
olvmatveev@gmail.com

Исследование способов электрического управления свойствами спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных пленках, является актуальной задачей микроволновой электроники, поскольку электрический способ управления обычно является более энергоэффективным и быстродействующим [1,2].

В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния на распространение спиновых волн постоянного тока в полупроводнике (ПП), нагруженном на магнетонный кристалл (МК), выполненный на основе пленки железиттриевого граната (ЖИГ). Ранее было показано, что спиновая волна может быть усилена током в полупроводнике GaAs [3]. Кроме того проводилось теоретическое исследование периодических структур с полупроводником [4]. В настоящее время интерес вызывает выращивание пленок ЖИГ на полупроводниковых подложках [5] и исследование взаимного влияния тока в полупроводнике и спиновых волн в ЖИГ [6] с целью интеграции спин-волновых компонентов в полупроводниковые устройства.

Исследуемая структура (МК/ПП) состоит из магнетонного кристалла на основе пленки ЖИГ и пластины кремния. На поверхности пленки ЖИГ толщиной $d = 10$ мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс создавалась периодическая система канавок с периодом $L = 200$ мкм, шириной канавки $a = 100$ мкм и шириной столбика $b = 100$ мкм, глубиной канавки $\Delta = 1$ мкм, ширина пленки $w = 5$ мм, длина 13 мм. МК нагружался полупроводниковой пластиной кремния толщиной $D = 500$ мкм, длиной 3 мм, шириной 4 мм. На поверхности кремния размещались медные контакты на расстоянии 2.5 мм друг относительно друга, к которым прикладывалось управляющее напряжение U . Композитная структура размещалась на макете микрополосковой линии передачи, ширина антенн 30 мкм, расстояние между входной и выходной антенной 9.5 мм. Внешнее постоянное магнитное поле $H_0 = 550$ Э прикладывалось параллельно микрополосковым преобразователям, при этом в МК возбуждалась поверхностная магнитостатическая волна (ПМСВ).

На рис. 1а приведены АЧХ ПМСВ в структуре МК/ПП при различных значениях напряжения, приложенного к слою ПП. При $E=0$ (красная кривая) на частоте 3.62 ГГц виден ярко выраженный минимум, который соответствует запрещенной зоне. При приложении напряжения $E = 0-10$ кВ/см положительной полярности к слою Si (при этом направление движения зарядов в Si сонаправлено с направлением распространения ПМСВ) запрещенная зона сдвигается в низкочастотную область спектра на величину Δf .

Для численного моделирования распространения ПМСВ в структуре МК/ПП было получено дисперсионное соотношение:

$$\left(-\omega^2 + \omega_{\perp}^2 + D_0 k_0 d_0\right)\left(-\omega^2 + \omega_{\perp}^2 + D_{-1} k_{-1} d_0\right) = D_0 D_{-1} \cdot k_0 k_{-1} \delta^2, \quad (1)$$

где $D_{0,-1} = \left(-iY\omega_M^2 + \omega_M(\omega_H \pm \omega)(1+iY)\right)/(1-iY)$, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ – гиромагнитное отношение, $\omega_{\perp}^2 = \omega_H \cdot (\omega_H + \omega_M)$. $Y = j\sqrt{1 + j\mu_0\sigma(\omega - kv_0)}/k^2$ – поверхностная проводимость границы раздела МК/ПП, μ_0 – магнитная проницаемость

вакуума, σ – проводимость ПП, $v_0 = \mu E$ – скорость носителей зарядов (в случае Si – электронов), μ – подвижность электронов, k, k_{-1} – волновые числа волн, распространяющихся в прямом и встречном направлениях, $d_0 = d - \Delta + \Delta b / L$ – эффективная толщина МК, $\delta = 2\Delta \sin(\pi b / L) / (\pi d_0)$.

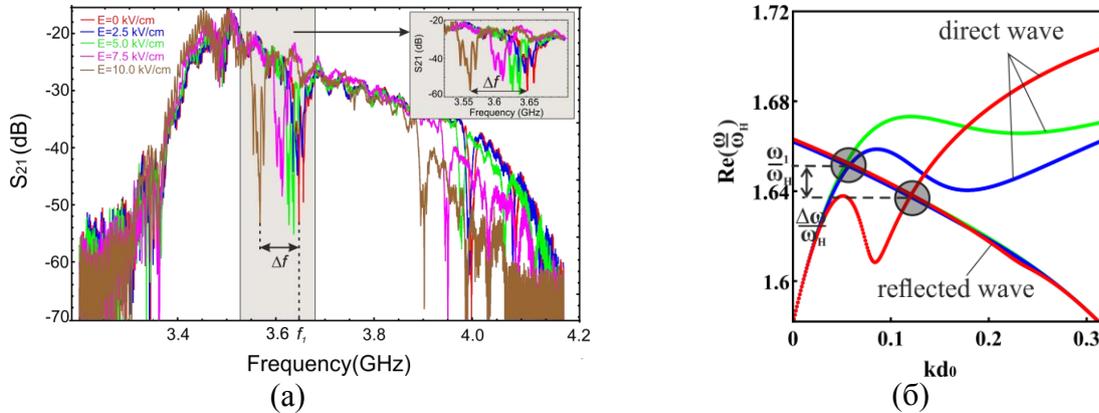


Рис. 1. (а) АЧХ спиновых волн при различных электрических полях, приложенных к полупроводниковому слою (б) Дисперсионные характеристики прямой и встречной ПМСВ при различных скоростях движения зарядов.

Результаты расчёта дисперсионных зависимостей по соотношению (1) при разной величине скорости движения зарядов v_0 представлены на рис.1б. На данном рисунке показаны дисперсионные характеристики прямой и встречной ПМСВ в отсутствие связи между ними (в точках пересечения дисперсионных характеристик данных типов волн (отмеченные темным овалом) в структуре МК/ПП формируются запрещенные зоны). Как видно из рис. 1б, если скорость дрейфа сонаправлена с направлением ПМСВ ($v_0 > 0$), увеличение скорости дрейфа приводит к сдвигу запрещенной зоны вниз по частоте.

Таким образом, в работе, на основе теоретических и экспериментальных исследований выявлена возможность электрического управления характеристиками запрещенных зон в структуре МК/ПП. Полученные в работе результаты позволяют рассматривать периодические гетероструктуры на основе МК и ПП слоев в качестве многообещающих кандидатов для интеграции магнонных элементов в полупроводниковую архитектуру.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-20121).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Nikitin et al. // Journal of Applied Physics. 2017. V. 122. № 15. P. 153903.
2. Y. K. Fetisov, G. Srinivasan // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 143503.
3. S. Yamada, N. S. Chang, Y. Matsuo // JAP. 1982. V. 53. P. 5979
4. Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов // ФТТ 1983. Т. 25. № 8. С. 2515.
5. A. I. Stognij et al. // JAP. 2015. V. 118. P. 023905.
6. L. V. Lutsev et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018 V. 51. P. 355002.

Магнитные метаповерхности в микроволновом диапазоне частот

Д.В. Романенко, А.С Бир, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского
dmitrii.romanenk@mail.ru

Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные материалы, обладающие свойствами, не встречающимися в природе [1]. Первоначально, огромный интерес к метаматериалам был связан с реализацией одновременно отрицательных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей и, тем самым, отрицательного значения показателя преломления среды [2]. Еще одной возможностью использования метаматериала стала адаптация неоднородного и анизотропного показателя преломления для получения покрытий, создающих эффект невидимости, т.е. покрытий типа «плаща-невидимки» [3]. Однако эти потенциально перспективные применения метаматериалов затруднены на практике из-за сильной дисперсии и больших потерь, связанных с резонансными откликами субволновых элементов на внешнее воздействие и с использованием металлических структур. Кроме того, основной проблемой, возникающей при создании трехмерных (3D) метаматериалов, является сложность конфигурации микро- и наноразмерных субволновых структур [4]. В тоже самое время планарные (1D или 2D) метаматериалы могут быть изготовлены с использованием существующих технологий литографии и нанопечати. Такие планарные метаматериалы называются метаповерхностями [5]. Они являются более доступными в изготовлении, чем их объемные аналоги. Целью данной работы было проведение экспериментальных исследований метаповерхностей, созданных на базе ферро- и ферритмагнитных материалов в микроволновом диапазоне частот.

В данной работе были спроектированы и изготовлены макеты структур, созданных на поверхности пленки железо-иттриевого граната толщиной 12 мкм. Структуры представляли собой пермалоевые диски нанометровой толщины, диаметром от 5 до 100 мкм. Экспериментальные исследования полос непропускания созданных образцов метаповерхностей проводились радиофизическими методами с использованием векторного анализатора цепей. В качестве двухпортового устройства использовалась несимметричная микрополосковая линия передачи с закороченными на землю входным и выходным микрополосковыми преобразователями, поверх которых накладывалась метаповерхность. К метаповерхности прикладывалось внешнее постоянное магнитное поле H_0 , которое совместно с локально неоднородным переменным магнитным полем, создаваемым входным микрополосковым преобразователем, приводили к возбуждению и распространению в такой структуре поверхностной магнитостатической спиновой волны (ПМСВ). Схематическое изображение исследуемого устройства приведено на Рис.1.

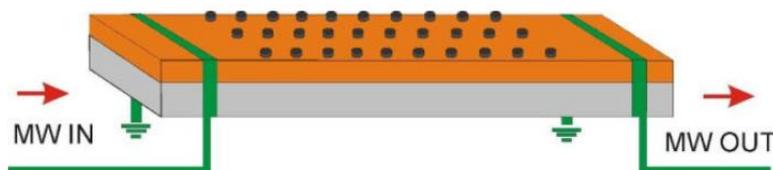


Рис.1 Схематическое изображение спин-волновой линии передачи на основе магнитной метаповерхности в виде 2D решетки из дисков

Вначале были проведены измерения в малосигнальном режиме амплитудно- и фазочастотных характеристик (АЧХ) и (ФЧХ) описанной выше спин-волновой линии передачи, результаты которого приведены на Рис.2. Видно, что в полосе возбуждения ПМСВ наблюдаются несколько полос непропускания, которые перестраиваются по частоте при изменении напряженности поле H_0 . Однако волновые числа, которые соответствуют их центральным частотам зависят от величины H_0 , и эта зависимость для некоторых из них является практически линейной (см. Рис.3).

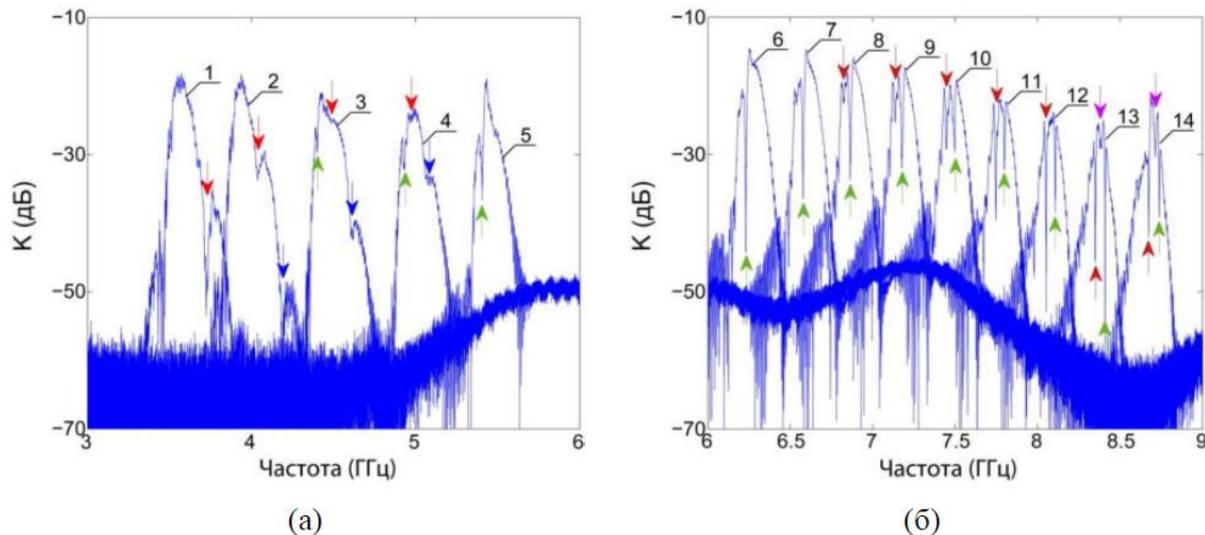


Рис.2 АЧХ спин-волновой линии передачи на основе метаповерхности в виде 2D решетки из пермалловых дисков с периодом 100 мкм, демонстрирующие появление/исчезновение двух высокочастотных (а) и трех низкочастотных (б) полос непропускания при изменении напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 : 1 – 578 Э, 2 – 691 Э, 3 – 847 Э, 4 – 1015 Э, 5 – 1169 Э, 6 – 1420 Э, 7 – 1550 Э, 8 – 1635 Э, 9 – 1745 Э, 10 – 1850 Э, 11 – 1955 Э, 12 – 2055 Э, 13 – 2155 Э и 14 – 2270 Э. Две высокочастотные полосы непропускания показаны красной и синей стрелками, а три низкочастотные полосы непропускания – зеленой, бордовой и фиолетовой стрелками.

Необходимо отметить, что с изменением напряженности внешнего постоянного магнитного поля появление полос непропускания на АЧХ метаповерхности с пермалловыми дисками происходит по двум сценариям. Так, при относительно небольших значениях магнитного поля, когда АЧХ перестраивается в диапазоне частот 3-6 ГГц (см. Рис.2а), на ее высокочастотном крае появляются две полосы непропускания, которые с увеличением магнитного поля стремятся к низкочастотной границе диапазона существования ПМСВ, где полностью исчезают. Волновые числа, соответствующие их центральным частотам, уменьшаются с увеличением магнитного поля (см. Рис.3а). В тоже самое время при достаточно больших значениях магнитного поля, когда АЧХ перестраивается в диапазоне частот 6-9 ГГц (см.Рис.2б), полосы непропускания (от одной до трех) отчетливо регистрируются на низкочастотном крае АЧХ, а соответствующие им волновые числа, наоборот, увеличиваются с ростом магнитного поля (см. Рис.3б). Таким образом, создание метаповерхности из двух магнитных материалов, обладающих разными намагниченностями, приводит к появлению полос непропускания, которые являются нехарактерными для метаповерхностей, созданных из одного магнитного материала. Физические механизмы образования таких полос непропускания требуют дальнейших исследований.

Кроме того, были проведены экспериментальные исследования пороговых уровней мощности, при которых в метаповерхностях на основе пленки ЖИГ развиваются либо трехволновые параметрические процессы распада ПМСВ на коротковолновые спиновые волны, либо четырехволновые нелинейные спин-волновые

взаимодействия, обусловленные нелинейной прецессией вектора намагниченности. Эксперименты по наблюдению трехволновых процессов распада проводились на частотах ниже 4 ГГц, где трехволновые параметрические процессы разрешены. Исследование порогов для четырехволновых процессов были выполнены на частотах выше 4 ГГц, где трехволновые параметрические процессы запрещены.

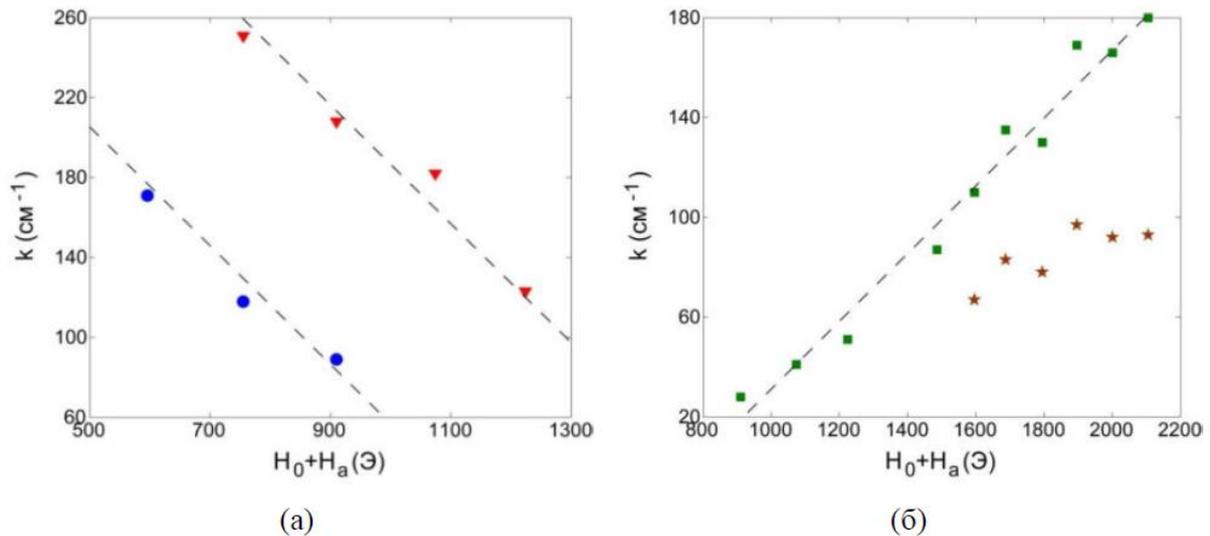


Рис.3 Зависимости волновых чисел ПМСВ k , соответствующих центральным частотам двух высокочастотных (а) и двух низкочастотных (б) полос непропускания на АЧХ метаповерхности в виде 2D решетки из пермалловых дисков с периодом $T=100$ мкм, от изменения суммарной величины внешнего постоянного магнитного поля H_0 и поля анизотропии H_a . Волновые числа определялись по дисперсионной характеристике ПМСВ, рассчитанной для пленки ЖИГ в отсутствие 2D структуры.

Установлено, что создание на поверхности пленки ЖИГ 2D структуры из пермалловых дисков приводит к существенному изменению пороговых уровней по сравнению с однородной пленкой ЖИГ. Так, для однородной пленки ЖИГ пороговые значения для трехволновых процессов уменьшаются с увеличением частоты, а для четырехволновых процессов, наоборот, возрастают. Использование 2D структуры из пермалловых дисков с периодом 100 мкм на поверхности пленки ЖИГ приводит к увеличению пороговых уровней мощности для обоих нелинейных процессов. Причем данный эффект для трехволновых процессов становится более ярко выраженным с уменьшением периода структуры со 100 мкм до 10 мкм. Для четырехволновых процессов уменьшение периода приводит, наоборот, к уменьшению их порога.

Работа выполнена за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 19-79-20121)

ЛИТЕРАТУРА

1. Metamaterials Handbook: Vol. I. Phenomena and Theory of Metamaterials. 926 p. Vol. II. Applications of Metamaterials. 724 p. / Ed. by F. Capolino CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009.
2. D.R. Smith // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84, No 18. P. 4184-4187.
3. D.Schurig// 2006. Science. V.314, P. 977–980.
4. C.M. Soukoulis and M. Wegener // Nat. Photon. 2011. V.5. P. 523–530.
5. A.V. Kildishev, A.Boltasseva, V.M.Shalaev // Science. 2013.V. 6125, No 339. P. 1232009.