Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 4, с. 293 – 299

Гибридизация ферромагнитного и циклотронного резонансов в двумерной электронной системе на ферромагнитной пленке

А. А. Заболотных[+*1)], *И. В. Загороднев*[+*], *А. А. Матвеев*[+*], *Д. А. Родионов*[+], *О. Ю. Архипова*[+*×], *Д. В. Калябин*[+*], *А. Р. Сафин*[+*○], *С. А. Никитов*[+*∇]

[+] *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

[*] *Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[×] *Национальный исследовательский университет "МГТУ им. Н. Э. Баумана", 105005 Москва, Россия*

[○] *Национальный исследовательский университет "МЭИ", 111250 Москва, Россия*

[∇] *Лаборатория "Магнитные метаматериалы", Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 17 ноября 2025 г.
После переработки 14 января 2026 г.
Принята к публикации 15 января 2026 г.

Теоретически изучен микроволновый отклик двумерной (2D) электронной системы, расположенной на диэлектрической ферромагнитной пленке, которая, в свою очередь, лежит на проводящем металле (затворе), при этом вся система помещена во внешнее постоянное магнитное поле. Найдено, что ферромагнитный резонанс пленки и циклотронный резонанс электронов 2D системы в магнитном поле взаимодействуют, что приводит к их расталкиванию ("антикроссингу"). Обнаружено, что в области антикроссинга происходит не только модификация частот резонансов, по сравнению со случаем циклотронного резонанса в 2D системе без ферромагнитой подложки и ферромагнитного резонанса в пленке без 2D системы, но и сильное изменение ширин линий резонансов.

DOI: 10.31857/S0370274X26020206

Для решения различных прикладных задач могут быть использованы спинтронные устройства на основе ферромагнитных материалов [1–3]. Например, тонкие ферромагнитные пленки предлагается применять для детектирования магнитного поля [4] и нейроморфных вычислений [5], в качестве инверторов, фазовращателей и магнонных логических элементов [6, 7]. Диэлектрические ферромагнетики (ФМ) с малыми собственными потерями, например, железо-иттриевый гранат (ЖИГ), часто применяются в подобных устройствах [1, 8]. Особый научный интерес вызывают образцы ферритов–гранатов при наличии перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА), позволяющей создать устойчивую внеплоскостную ориентацию магнитных моментов, что может быть использовано для создания элементов памяти и логических устройств [6, 9–11].

Современные научные исследования фокусируются на изучении резонансных свойств не только единичных ФМ, но и гетероструктур, многослойных колебательных систем [1, 2, 12]. Так, структуры типа ферромагнетик/тяжелый металл предлагается применять для детектирования микроволновых волн различных поляризаций [13–15]. Связь магнитной и упругой подсистем в гетероструктуре ЖИГ–пьезоэлектрик позволяет решать задачи мультиплексирования сверхвысокочастотных сигналов [16]. Около 30 лет назад были рассмотрены и получены структуры ФМ – 2D электронная система (квантовые ямы GaAs), в которых продемонстрирована возможность считывания состояния ФМ с помощью измерения холловского сопротивления 2D системы [17, 18]. А в последние годы активно обсуждается возможная гибридизация плазменного и ферро- или антиферромагнитного резонанса подобных систем [19–24]. Однако в 2D системах имеется еще одно фундаментальное и практически важное возбуждение – циклотронный резонанс [25–27]. Отличительной особенностью 2D электронных систем является возможность управления концентрацией носителей с помощью близко расположенного металлического электрода (затвора). Возможность изменять плотность носителей подачей напряжения на затвор позволяет тонко настраивать условия циклотронного резонанса, что было продемонстрировано (теоретически и экспериментально) в недавних исследованиях

1) e-mail: andrey.zabolotnykh@gmail.com

[28, 29]. Насколько нам известно, резонансные особенности, связанные с гибридизацией циклотронного резонанса с ферромагнитным, до сих пор не обсуждались, хотя они могут быть использованы для разработки новых гибридных элементов спинтроники и микроволновой фотоники. Так, свойства ферромагнитного резонанса в гибридной системе, так же как и циклотронного, будут критически зависеть от параметров 2D системы. Меняя концентрацию носителей в 2D системе с помощью затвора, можно электрически настраивать частоту и ширину ферромагнитного резонанса. С другой стороны, достаточно добротный ферромагнитный резонанс может повышать добротность циклотронного резонанса (и это будет явно показано ниже), позволяя, например, наблюдать его при более высоких температурах или в более "грязных" системах. Кроме того, поскольку оба резонанса чувствительны к магнитному полю, его изменение позволяет менять величину связи между магнитной и электронной подсистемами.

В данной работе гибридизация резонансов рассмотрена с точки зрения отклика на внешнюю электромагнитную волну, падающую по нормали на структуру 2D электронная система–диэлектрическая ферромагнитная пленка–проводящий металл. Считается, что волна поляризована циркулярно.

Рассмотрим 2D систему, расположенную в плоскости $z = 0$. Ферромагнитная пленка занимает область $0 > z > -d$, а в области $z < -d$ находится идеально проводящий металлический затвор, см. рис. 1. Пленка имеет не зависящую от частоты диэлектрическую проницаемость ε и тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu} = \hat{\mu}(\omega)$, частотная зависимость которого будет обсуждена позже в формуле (4). Из области вакуума $z > 0$ на систему падает по нормали электромагнитная волна $E_0 e^{-i\omega z/c - i\omega t}$. Отраженная волна имеет вид $E_r e^{i\omega z/c - i\omega t}$. Обе волны имеют циркулярную поляризацию, везде далее считаем $\omega > 0$. Задача состоит в определении частотной зависимости амплитудного коэффициента отражения $r = E_r/E_0$, а также энергетического коэффициента поглощения, который в силу отсутствия прошедшей в металлический затвор волны равен $A = 1 - |r|^2$.

Для определения коэффициента отражения электрические поля волн в областях $z > 0$ и $0 > z > -d$ сшиваются с использованием граничных условий при $z = 0$ и $z = -d$. При $z > 0$, как уже обсуждалось выше, волна имеет вид $E_0 e^{-i\omega z/c - i\omega t} + E_r e^{i\omega z/c - i\omega t}$. При $0 > z > -d$ имеем $E_1 e^{-i\omega z\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}/c - i\omega t} + E_2 e^{i\omega z\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}/c - i\omega t}$, где $E_{1,2}$ – амплитуды волн в пленке, а проницаемости $\mu_\pm$ соответствуют двум циркулярным поляризациям волны и обсуждаются ниже.

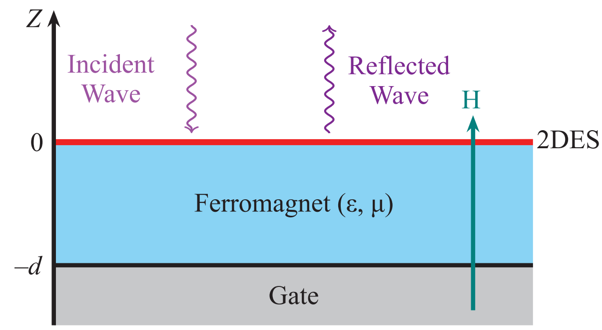

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема исследуемой структуры

Далее используются стандартные граничные условия. Во-первых, непрерывность тангенциальной компоненты поля на границе раздела при $z = 0$ и ее зануление на поверхности идеально проводящего затвора $E(z = -d) = 0$. Во-вторых, разрыв тангенциальных компонент магнитного поля, обусловленный наличием токов в 2D системе, который можно выразить через скачок производной напряженности поля (везде в работе используется система единиц СГС):

$$\frac{1}{\mu_\pm(z)}\partial_z E(z)|_{-0}^{+0} = -\frac{4\pi i\omega}{c^2} j^{2D}. \quad (1)$$

Фактически, именно это уравнение связывает (ферро)магнитную и двумерную подсистемы. В него входит плотность тока в 2D системе j^{2D}, которая связана с напряженностью электрического поля с помощью локального закона Ома: $j_\pm^{2D} = \sigma_\pm E_\pm(z = 0)$, где $\sigma_\pm$ – 2D проводимости в магнитном поле для двух циркулярных поляризаций волн.

Подставляя решения в пленке и вакууме в граничные условия, находим амплитудный коэффициент отражения:

$$r_\pm = \frac{E_r}{E_0} = \frac{1 - i\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_\pm}}\cot\left(\frac{\omega d}{c}\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}\right) - \frac{4\pi\sigma_\pm}{c}}{1 + i\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_\pm}}\cot\left(\frac{\omega d}{c}\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}\right) + \frac{4\pi\sigma_\pm}{c}}. \quad (2)$$

Для определения зависимости $r_\pm$ и коэффициента поглощения по энергии $A_\pm$ от частоты необходимо задать явный вид проводимости 2D системы $\sigma_\pm$ и магнитной проницаемости пленки $\mu_\pm$. Магнитная проницаемость может быть найдена при помощи следующего соотношения

$$\mu_\pm = \mu_{xx} \mp i\mu_{xy} = 1 + 4\pi\left(\chi_{xx} \mp i\chi_{xy}\right). \quad (3)$$

Здесь χ_{xx}, χ_{xy} – компоненты тензора магнитной восприимчивости, явный вид которых может быть найден в [30, 31]. Будем считать, что у рассматриваемого образца есть ПМА и основное состояние намагниченности совпадет с направлением прикладываемого постоянного магнитного поля **H**. В этом случае получим

$$\mu_\pm = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_1 \pm \omega - i\alpha\omega}, \tag{4}$$

где $\omega_1 = \gamma\left(H + H_p - 4\pi M_s\right)$, $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_s$, H_p – величина поля ПМА, M_s – намагниченность насыщения, $\gamma = ge/\left(2m_0c\right)$ – гиромагнитное отношение, m_0 – масса электрона, g – фактор Ланде, α – коэффициент затухания Гильберта [8].

Для проводимости 2D системы используем динамическую (оптическую) модель Друде:

$$\sigma_\pm = \frac{iD}{\omega \pm \omega_c + i/\tau}, \tag{5}$$

где $D = ne^2/m^*$ – так называемый Друде вес, $-e$, m^*, n, τ – заряд, эффективная масса, концентрация и время релаксации электронов в 2D системе, $\omega_c = eH/m^*c$ – циклотронная частота; отметим, что эффективная масса, например, в случае графена, может зависеть от энергии Ферми.

Важно отметить, что ферромагнитный и циклотронный резонанс возникают для одной и той же циркулярной поляризации падающего излучения. Действительно, из формул (4) и (5) видно, что резонансы в наших обозначениях возникают для "$-$" поляризации и отсутствуют в "+" поляризации.

Далее для простоты будем считать, что характерные частоты и, соответственно, магнитные поля малы по сравнению с характерной частотой резонатора типа Фабри–Перо, созданного пленкой, и выполнено условие

$$\omega d\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}/c \ll 1. \tag{6}$$

При выполнении этого условия используем разложение

$$\cot\left(\frac{\omega d}{c}\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}\right) \approx \frac{c}{\omega d\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}}, \tag{7}$$

что упрощает выражение для $r_\pm$ (2). Отметим, что после подстановки данного разложения диэлектрическая проницаемость пленки ε не входит в выражение (2), что подчеркивает магнитную природу рассматриваемых явлений в данном пределе.

Подставляя выражения (4) и (5) в формулу для коэффициента отражения (2) и используя приближение (7), можно получить явное выражение для коэффициента поглощения $A = 1 - |r_-|^2$ для "$-$" поляризации:

$$A = \frac{4R}{(1+R)^2 + I^2}, \tag{8}$$

где коэффициент R качественно отвечает за поглощение волны системой и имеет явный вид

$$R = \frac{\alpha\omega_M c/d}{(\omega_1 + \omega_M - \omega)^2 + \alpha^2\omega^2} + \frac{\Gamma/\tau}{(\omega - \omega_c)^2 + \tau^{-2}}, \tag{9}$$

в то время как коэффициент I определяет положение резонанса и, в свою очередь, имеет вид

$$I = \frac{c}{\omega d}\left(1 - \frac{\omega_M(\omega_1 + \omega_M - \omega)}{(\omega_1 + \omega_M - \omega)^2 + \alpha^2\omega^2}\right) + \\ + \frac{\Gamma(\omega - \omega_c)}{(\omega - \omega_c)^2 + \tau^{-2}}, \tag{10}$$

параметр $\Gamma = 4\pi e^2 n/cm^*$ имеет размерность частоты и определяется эффективной массой и концентрацией электронов 2D системы; отметим, что 2D концентрацией можно управлять, подавая напряжение на затвор.

Дадим качественный анализ выражения для коэффициента поглощения (8). Коэффициент R в числителе (8) является суммой слагаемых, пропорциональных α и $1/\tau$, т.е. отвечает за потери в пленке и 2D электронной системе. Кроме того, он входит в знаменатель формулы (8) и, следовательно, отражает вклад в ширину линии гильбертовского затухания ФМ и столкновительных потерь двумерной электронной системы. Отметим, что радиационные потери приводят к появлению единицы в знаменателе соотношения (8). В предельном случае $1/\tau \to 0$, $\alpha \to 0$ условие $I = 0$ определяет резонансные частоты, явные выражения для которых имеют следующий вид

$$\omega_{r1,r2} = \frac{\omega_c + (1 + \Gamma d/c)\omega_1 + \omega_M\Gamma d/c}{2(1 + \Gamma d/c)} \pm \\ \pm \frac{\sqrt{\left((1 + \frac{\Gamma d}{c})\omega_1 - \omega_c + \omega_M\frac{\Gamma d}{c}\right)^2 + 4\omega_c\omega_M\frac{\Gamma d}{c}}}{2(1 + \Gamma d/c)}. \tag{11}$$

В отсутствие ФМ магнитная проницаемость пленки равна 1, а $\omega_M = 0$. В отсутствие проводящей 2D системы нет носителей заряда и, соответственно, $\Gamma = 0$. Поэтому в полученном выражении последнее слагаемое под корнем, пропорциональное $\omega_M\Gamma$, отвечает за взаимодействие резонансов. Если им пренебречь, то получим "невозмущенные" частоты ферромагнитного и циклотронного резонансов, равные соответственно:

$$\omega_{r1}^0 = \omega_1, \quad \omega_{r2}^0 = \omega_c/(1 + \Gamma d/c), \tag{12}$$

где $\omega_1 = \gamma\left(H + H_p - 4\pi M_s\right)$ (обозначения см. после формулы (4)). Для возникновения сильного взаимодействия резонансов их невозмущенные частоты (12) должны лежать близко друг к другу, а для появления антикроссинга – пересекаться. Обсудим условия совпадения частот (12) как функций магнитного поля H. При изменении H имеем $\omega_1 \propto Hge/2m_0c$, $\omega_c \propto He/m^*c$. Для ферромагнитных пленок фактор Ланде, как правило, не отличается на порядки от значения для ЖИГ $g = 2$ [8]. Например, для тулиевого граната, легированного висмутом и демонстрирующего высокие значения поля ПМА для толщин порядка микрометров, фактор Ланде составляет $g \approx 1.7$ [11]. В это же время для электронов в полупроводниковых структурах типично $m^* \ll m_0$. Поэтому частота ферромагнитного резонанса растет с увеличением магнитного поля медленнее, чем частота циклотронного. Пересечение частот этих резонансов (в ненулевом магнитном поле) может возникнуть, например, для ферромагнитных пленок с достаточно большим полем ПМА $H_p > 4\pi M_s$. Тогда величина поля, при котором происходит пересечение, определяется как

$$H_r = \frac{H_p - 4\pi M_s}{e/\left(m^*c\gamma(1+\Gamma d/c)\right) - 1}. \tag{13}$$

Найдем величину расталкивания частот при $H = H_r$, подставив найденное поле (13) в формулы (11):

$$\Delta\omega = \frac{\sqrt{(\omega_M \Gamma d/c)^2 + 4\omega_{cr}\omega_M \Gamma d/c}}{1+\Gamma d/c}, \tag{14}$$

где $\omega_{cr} = eH_r/m^*c$.

Для реальных систем, как правило, $\Gamma d/c \ll 1$, и величина расталкивания (14) растет с увеличением концентрации электронов в 2D системе $n \propto \Gamma$, частоты $\omega_M \propto M_s$ (4), а также толщины пленки d. Поэтому в приведенной далее оценке взяты относительно большие, но реалистичные параметры, перечисленные выше, чтобы возникающий антикроссинг был достаточно выраженным. А именно, рассмотрим пленку легированного висмутом тулиевого граната Bi:TmIG, у которой $\gamma = 15 \cdot 10^6$ рад/(с $\cdot$ Э), $4\pi M_s = 700$ Гс, $\alpha = 1 \cdot 10^{-2}$ [9, 11]; будем считать, что пленка обладает ПМА $H_p = 2700$ Э, а толщина пленки $d = 20$ мкм. В качестве 2D системы рассмотрим квантовую яму на основе AlGaAs с $m^* = 0.067 m_0$, $n = 7.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и временем электронной релаксации $\tau = 200$ пс ($1/2\pi\tau = 0.8$ ГГц), что соответствует подвижности примерно $5 \cdot 10^6$ см^2/В $\cdot$ с. Из (13) находим, что для данных параметров антикроссинг возникает в поле 131 Э, его величина в соответствии с (14) равна 1.6 ГГц, что проиллюстрировано на рис. 2, на котором изображены частоты резонансов (11) в зависимости от магнитного поля.

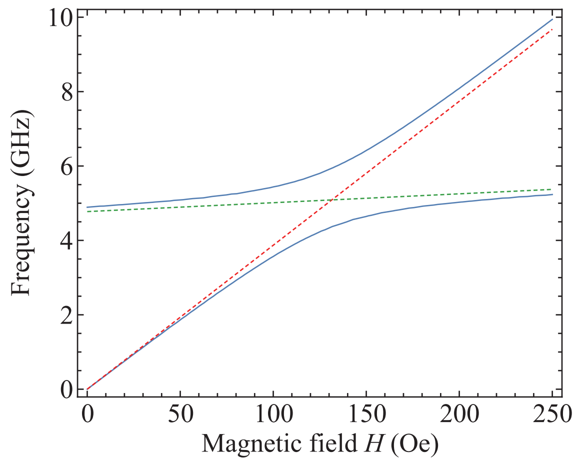

Рис. 2. (Цветной онлайн) Синими линиями обозначены частоты резонансов (11) при пренебрежении затуханием. Параметры построения (пленка легированного висмутом тулиевого граната Bi:TmIG): $d = 20$ мкм, $\omega_M/2\pi = 1.7$ ГГц, $H_p = 2700$ Э, что соответствует $\omega_1(H = 0)/2\pi = 4.8$ ГГц; для 2D электронной системы взяты типичные параметры квантовой ямы на основе AlGaAs: $m^* = 0.067 m_0$, $n = 7.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, что соответствует $\Gamma/2\pi \approx 190$ ГГц, параметр $\Gamma d/c \approx 0.08$. Красной и зеленой пунктирными линиями обозначены невзаимодействующие циклотронный и ферромагнитный резонансы (12) соответственно

На рисунке 3 представлено поглощение электромагнитной волны при различных частотах и магнитных полях. Как и ожидалось, резонансные частоты (11), изображенные на рис. 2, почти везде соответствуют максимумам поглощения. Также видно расталкивание циклотронного и ферромагнитного резонансов при магнитном поле около 130 Э. На рисунке 3b представлены зависимости поглощения от частоты вдали и вблизи пересечения резонансов. Наличие ферромагнитной пленки приводит к усилению сигнала циклотронного резонанса, особенно в области антикроссинга. При этом происходит уширение ферромагнитного резонанса.

Также отметим, что на рис. 3 видно существенное подавление величины поглощения в районе магнитного поля 165 Э и частоты 7 ГГц (“антирезонанс”), что является проявлением деструктивного взаимодействия циклотронного и ферромагнитного резонансов, аналогично картине резонансов типа Фано [32–34]. Значения магнитного поля и частоты антирезонанса определяются формулами

$$\omega_{\rm anti} = \frac{\gamma H_p}{1 - \gamma m^* c/e}, \quad H_{\rm anti} = \frac{H_p}{e/(\gamma m^* c) - 1}, \tag{15}$$

которые для параметров рассмотренной системы дают значения 6.84 ГГц и 164 Э.

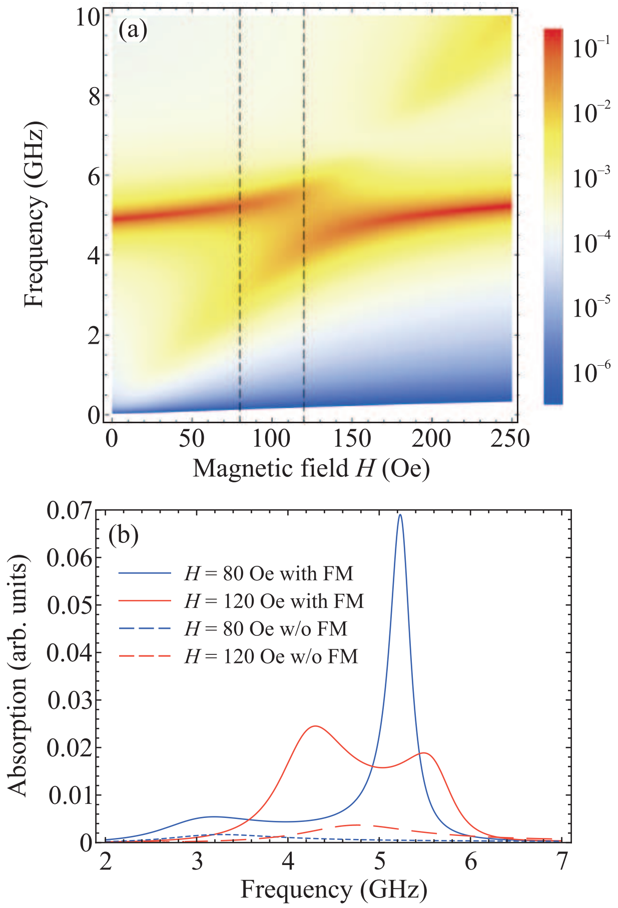

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Поглощение (8)–(10) электромагнитной волны в рассматриваемой системе в зависимости от частоты и магнитного поля, пунктирными линиями обозначены величины магнитных полей для следующего рисунка. (b) – Сплошные линии – поглощение в рассматриваемой структуре, пунктир – в случае, когда пленка не является ферромагнитной ($\mu_{\pm} = 1$ вместо формулы (4)), при фиксированных значениях магнитного поля. Коэффициент затухания для пленки $\alpha = 10^{-2}$, время электронной релаксации в 2D системе $\tau = 200$ пс; остальные параметры указаны в подписи к рис. 2

В заключение, было теоретически изучено поглощение электромагнитной волны в слоистой системе, состоящей из 2D электронной системы, ферромагнитной пленки и металла, помещенных в постоянное перпендикулярное магнитное поле. Показана принципиальная возможность взаимодействия, а именно, расталкивания (“антикроссинга”), ферромагнитного резонанса пленки и циклотронного резонанса электронов 2D системы. Определено магнитное поле, при котором происходит расталкивание, а также оценена величина расталкивания. Получено, что для реалистичных параметров, соответствующих пленкам Bi:TmIG, величина расталкивания составляет несколько гигагерц.

Однако стоит уточнить, что для практического наблюдения взаимодействия обсуждаемых резонансов величина их расталкивания должна быть больше, чем уширение резонансов, в частности столкновительного уширения циклотронного резонанса, величина которого порядка $2/\tau$ [25], где τ – время электронной релаксации в 2D системе. Отметим, что на сегодняшний день в рекордных по подвижности образцах при низких (“гелиевых”) температурах это время достигает наносекунд [35]. В более распространенных образцах время релаксации имеет порядок 200 пс, что соответствует ширине циклотронного резонанса порядка 1 ГГц, т.е. имеет тот же порядок, что и расталкивание в предложенных выше структурах. Поэтому для наблюдения данных эффектов при комнатной температуре, на наш взгляд, лучше подходят антиферромагнитные пленки, резонансные частоты которых составляют десятки и сотни ГГц [1, 2, 36], следовательно, и величины расталкивания между циклотронным и магнитным резонансами будут больше.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках реализации программы создания и развития научного центра мирового уровня “Центр перспективной микроэлектроники” по соглашению о предоставлении гранта # 075-15-2025-588.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. В. Логунов, М. А. Морозова, С. А. Одинцов, С. А. Осокин, А. Ю. Шараевская, Ю. П. Шараевский, А. И. Кирилюк, “Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам”, УФН **190**(10), 1009 (2020) [S. A. Nikitov, A. R. Safin, D. V. Kalyabin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. V. Logunov, M. A. Morozova, S. A. Odintsov, S. A. Osokin, A. Yu. Sharaevskaya, Yu. P. Sharaevsky, and A. I. Kirilyuk, “Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz”, Phys.-Uspekhi **63**, 945 (2020)].
2. Q. Shao, P. Li, L. Liu et al. (Collaboration), “Roadmap of Spin–Orbit Torques”, IEEE Trans. Magn. **57**(1), 1 (2021).
3. C. Chappert, A. Fert, and F. van Dau, “Roadmap of Spin–Orbit Torques”, Nat. Mater. **6**(11), 813 (2007).
4. S. Vysotskii, A. Kozhevnikov, M. Balinskiy, A. Khitun, and Y. Filimonov, “Giant sensitivity to magnetic field variation in the spin wave interferometer based on the system of exchange-coupled films of yttrium iron garnet”, J. Appl. Phys. **132**(8), 084504 (2022).

5. А. В. Садовников, А. А. Грачев, С. А. Одинцов, А. А. Мартышкин, В. А. Губанов, С. Е. Шешукова, С. А. Никитов, "Нейроморфные вычисления на основе латеральных систем магнитных микроструктур с нарушением трансляционной симметрии", Письма в ЖЭТФ **108**(5), 312 (2018) [A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. A. Odintsov, A. A. Martyshkin, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, "Neuromorphic calculations using lateral arrays of magnetic microstructures with broken translational symmetry", JETP Lett. **108**(5), 312 (2018).].
6. A. Mahmoud, F. Ciubotaru, F. Vanderveken, A. Chumak, S. Hamdioui, C. Adelmann, and S. Cotofana, "Introduction to spin wave computing", J. Appl. Phys. **128**(16), 161101 (2020).
7. A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu et al. (Collaboration), "Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing", IEEE Trans. Magn. **58**(6), 1 (2022).
8. M. C. Onbasli, A. Kehlberger, D. H. Kim, G. Jakob, M. Kläui, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and C. A. Ross, "Pulsed laser deposition of epitaxial yttrium iron garnet films with low Gilbert damping and bulk-like magnetization", APL Mater. **2**(10), 106102 (2014).
9. J. Xu, D. Zhang, Y. Zhang, Z. Zhong, H. Zhang, X. Xu, X. Luo, Q. Yang, B. Liu, and L. Jin, "Bias-free spinwave propagation in a micrometer-thick ferrimagnetic film with perpendicular magnetic anisotropy", AIP Adv. **12**(6), 065026 (2022).
10. S. Das, R. Mansell, L. Flajšman, L. Yao, J. W. van der Jagt, S. Chen, D. Ravelosona, L. Herrera Diez, and S. van Dijken, "Tuning of perpendicular magnetic anisotropy in Bi-substituted yttrium iron garnet films by He^+ ion irradiation", Phys. Rev. Mater. **8**(11), 114419 (2024).
11. X. Zhang, L. Jin, D. Zhang, B. Liu, H. Meng, L. Zhang, Z. Zhong, and X. Tang, "Strong perpendicular anisotropy and anisotropic landé factor in bismuthdoped thulium garnet thin films", Front. Mater. **9**, 879711 (2022).
12. C. Heins, V. Iurchuk, O. Gladii, L. Körber, A. Kákay, J. Fassbender, K. Schultheiss, and H. Schultheiss, "Nonreciprocal spin-wave dispersion in magnetic bilayers", Phys. Rev. B **111**(13), 134434 (2025).
13. Д. А. Волков, А. А. Матвеев, Д. А. Габриелян, А. Р. Сафин, М. С. Михайлов, С. А. Никитов, "Детектирование сверхвысокочастотного излучения гетероструктурой ферромагнетик/нормальный металл в ближнем поле антенны", Радиотехника и электроника **70**(4), 370 (2025) [D. A. Volkov, A. A. Matveev, D. A. Gabrielyan, A. R. Safin, M. S. Mixajlov, and S. A. Nikitov, "Detektirovanie sverxvy'sokochastotnogo izlucheniya geterostrukturoj ferromagnetik/normal'ny'j metall v blizhnem pole antenny", Radiotexnika i e'lektronika **70**(4), 370 (2025)].
14. К. Д. Самойленко, Д. А. Волков, Д. А. Габриелян, А. А. Матвеев, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. А. Хафизов, М. Н. Маркелова, А. Р. Кауль, И. Е. Москаль, Г. А. Овсянников, С. А. Никитов, "Спинтронный детектор линейно-поляризованного СВЧ излучения на основе гетероструктуры ферромагнетик/нормальный металл", Письма в ЖЭТФ **121**(7), 581 (2025) [K. D. Samoilenko, D. A. Volkov, D. A. Gabrielyan, A. A. Matveev, A. R. Safin, D. V. Kalyabin, A. A. Khafizov, M. N. Markelova, A. R. Kaul', I. E. Moskal', G. A. Ovsyannikov, and S. A. Nikitov, "Spintronic Detector of Linearly Polarized Microwave Radiation Based on a Ferromagnet/Normal Metal Heterostructure", JETP Lett. **121**, 554 (2025)].
15. S. Emori, A. Matyushov, H. Jeon, C. J. Babroski, T. Nan, A. M. Belkessam, J. G. Jones, M. E. McConney, G. J. Brown, B. M. Howe, and N. X. Sun, "Spin-orbit torque and spin pumping in YIG/Pt with interfacial insertion layers", Appl. Phys. Lett. **112**(18), 182406 (2018).
16. А. В. Садовников, А. А. Грачев, Е. Н. Бегинин, С. А. Одинцов, С. Е. Шешукова, Ю. П. Шараевский, А. А. Сердобинцев, Д. М. Митин, С. А. Никитов, "Связанные спиновые волны в индуцированных упругими деформациями магнитных волноводах в структуре ЖИГ-пьезоэлектрик", Письма в ЖЭТФ **106**(7), 445 (2017) [A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, and S. A. Nikitov, "Coupled spin waves in magnetic waveguides induced by elastic deformations in YIG-piezoelectric structures", JETP Lett. **106**, 465 (2017)].
17. F. Monzon, M. Johnson, and M. Roukes, "Strong Hall voltage modulation in hybrid ferromagnet/semiconductor microstructures", Appl. Phys. Lett. **71**(21), 3087 (1997).
18. G. Meier, D. Grundler, K.-B. Broocks, C. Heyn, and D. Heitmann, "Effect of tilted magnetic fields on bistable nanomagnets in hybrid semiconductor/ferromagnet devices", J. Magn. Magn. Mater. **210**, 138 (2000).
19. Y. V. Bludov, J. N. Gomes, G. d. A. Farias, J. Fernández-Rossier, M. I. Vasilevskiy, and N. M. Peres, "Hybrid plasmon-magnon polaritons in grapheneantiferromagnet heterostructures", 2D Mater. **6**(4), 045003 (2019).
20. А. М. Пикалов, А. В. Дорофеенко, А. Б. Грановский, "Плазмон-магнонное взаимодействие в системе графен–антиферромагнитный диэлектрик", Письма в ЖЭТФ **113**(8), 527 (2021) [A. M. Pikalov, A. V. Dorofeenko, and A. B. Granovsky, "Plasmon–Magnon Interaction in the (Graphene–Antiferromagnetic Insulator) System", JETP Lett. **113**, 521 (2021)].
21. A. T. Costa, M. I. Vasilevskiy, J. Fernández-Rossier, and N. M. Peres, ""Strongly coupled magnon–plasmon polaritons in graphene-two-dimensional ferromagnet heterostructures", Nano Lett. **23**(10), 4510 (2023).

22. H. Y. Yuan and Ya. M. Blanter, “Breaking surface-plasmon excitation constraint via surface spin waves”, Phys. Rev. Lett. **133**(15), 156703 (2024).
23. N. Kuznetsov, H. Qin, L. Flajšman, and S. van Dijken, “Optical control of spin waves in hybrid magnonic-plasmonic structures”, Sci. Adv. **11**(2), eads2420 (2025).
24. H. Y. Yuan, Ya. M. Blanter, and H. Q. Lin, “Strong and tunable coupling between antiferromagnetic magnons and surface plasmons”, Phys. Rev. B **111**(2), 024422 (2025).
25. K. W. Chiu, T. K. Lee, and J. J. Quinn, “Infrared magneto-transmittance of a two-dimensional electron gas”, Surf. Sci. **58**(1), 182 (1976).
26. T. N. Theis, J. P.Kotthaus, and P. J. Stiles, “Two-dimensional magnetoplasmon in the silicon inversion layer”, Solid State Commun. **24**(4), 273 (1977).
27. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, “Electronic properties of two-dimensional systems”, Rev. Mod. Phys. **54**(2), 437 (1982).
28. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, “Electrically controllable cyclotron resonance”, Phys. Rev. B **103**(12), 125301 (2021).
29. V. M. Muravev, I. V. Andreev, N. D. Semenov, P. A. Gusikhin, and I. V. Kukushkin, “Absorption of electromagnetic waves in a screened two-dimensional electron system”, Phys. Rev. B **110**(20), 205416 (2024).
30. В. Г. Шавров, В. И. Щеглов, *Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода* (Физматлит, М., (2018) [V. G. Shavrov and B. I. Shheglov, *Ferromagnitny'j rezonans v usloviyax orientacionnogo perexoda* (Fizmatlit, Moscow, 2018)] [in Russian].
31. F. Vanderveken, V. Tyberkevych, G. Talmelli, B. Sorée, F. Ciubotaru, and C. Adelmann, “Lumped circuit model for inductive antenna spin-wave transducers”, Sci. Rep. **12**(1), 3796 (2022).
32. U. Fano, “Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro d’arco”, Nuovo Cimento **12**(3), 154 (1935).
33. U. Fano, “Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts”, Phys. Rev. **124**(6), 1866 (1961).
34. Y. S. Joe, A. M. Satanin, and C. S. Kim, “Classical analogy of Fano resonances”, Phys. Scr. **74**(2), 259 (2006).
35. Y. J. Chung, K. Villegas Rosales, K. Baldwin, P. Madathil, K. West, M. Shayegan, and L. Pfeiffer, “Ultrahigh-quality two-dimensional electron systems”, Nat. Mater. **20**(5), 632 (2021).
36. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, B. A. Ivanov, and A. Slavin, “Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current”, Sci. Rep. **7**, 43705 (2017).