01,04,05

Гибридные моды в гетероструктуре антиферромагнетик|ферромагнетик

© А.А. Мещеряков[1,2], А.Р. Сафин[1–4], Д.В. Калябин[1,2,4], С.А. Никитов[1,2,5]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия
[2] Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия
[3] Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия
[4] Национальный исследовательский университет „ВШЭ“, Москва, Россия
[5] Лаборатория „Магнитные метаматериалы“, Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

E-mail: AL.Meshcheryakov@gmail.com

Поступила в Редакцию 25 ноября 2024 г.
В окончательной редакции 11 декабря 2024 г.
Принята к публикации 11 декабря 2024 г.

Теоретически исследовано явление гибридизации мод в обменно-связанной двухслойной структуре антиферромагнетик|ферромагнетик. Методом гамильтонова формализма получены выражения, описывающие зависимость резонансных частот колебаний намагниченности от внешнего постоянного магнитного поля. Исследовано влияние величины связи между ферро- и антиферромагнитным слоями на ширину щели гибридизации и на величину поля, при котором наблюдается гибридизация.

Ключевые слова: спинтроника, ферромагнитный резонанс, антиферромагнитный резонанс, пленки, гамильтонов формализм.

DOI: 10.61011/FTT.2025.01.59771.322

1. Введение

В настоящее время для создания нового класса устройств приема, обработки и передачи информации исследуется возможность использования переноса спина (или магнитного момента) электронов вместо переноса их заряда (спинтроника и магноника) [1–3]. В качестве активного элемента в прототипах таких устройств выступает слой магнитоупорядоченного материала — ферромагнетика (ФМ) или антиферромагнетика (АФМ). Наряду со структурами, содержащими только один слой магнитоупорядоченного материала, также активно изучаются двухслойные гетероструктуры типа антиферромагнетик|ферромагнетик. В таких гетероструктурах между магнитными моментами в АФМ и магнитными моментами в ФМ в интерфейсном слое возникает обменное взаимодействие. Оно приводит к возникновению в ФМ однонаправленной анизотропии [4–7], что выражается в так называемом обменном смещении. Наличие обменного смещения приводит к изменению ширины, формы и положения кривой намагничивания $M(H)$ ФМ-слоя гетероструктуры [8,9], то есть слой АФМ выступает элементом, модифицирующим свойства слоя ФМ.

Однако, помимо обменного смещения, взаимодействие между магнитными моментами в АФМ и ФМ также приводит к гибридизации мод однородного резонанса в АФМ и ФМ. Явление гибридизации мод заключается в изменении характера резонансных колебаний намагниченности в двух связанных магнитных слоях относительно этих колебаний в несвязанных слоях вследствие взаимного влияния. Это явление для магнетиков наблюдалось, например, при обменном взаимодействии в синтетических АФМ. Синтетический АФМ, состоящий из двух антипараллельно намагниченных ферромагнитных слоев CoFeB, разделенных тонким металлическим слоем, экспериментально исследовался в [10]. Было показано, что величиной щели между акустической и оптической ветвями ферромагнитного резонанса можно управлять, изменяя направление прикладываемого магнитного поля. Подобная картина наблюдается в [11], где экспериментально исследуется АФМ $CrCl_3$, подрешетки которого можно в определенных условиях рассматривать как ферромагнитные слои. В результате обменной связи между слоями возбуждаемые акустическая и оптическая ветви резонанса гибридизируются друг с другом. В [12,13] гибридизация наблюдалась при исследовании магнон-фотонного взаимодействия магнонов в ФМ с фотонами сверхвысокочастотного диапазона. В [14] показано, что колебания намагниченности в ФМ могут взаимодействовать с колебаниями намагниченности в АФМ опосредованно через связь с электромагнитной модой резонатора. При этом также наблюдается гибридизация резонаторной моды и мод ферро- и антиферромагнитного резонанса. В [15] теоретически и экспериментально исследовалась гетероструктура АФМ|ФМ (Mn_2Au|Py), и было показано, что частота моды спин-волнового

резонанса в слое ФМ изменяется вследствие обменного взаимодействия между АФМ и ФМ.

Чтобы наблюдать гибридизацию резонансных мод в магнитных гетероструктурах требуется наличие обменного взаимодействия между слоями, которое достигается за счет нарушения вращательной симметрии относительно направления внешнего магнитного поля [11]. Такое нарушение симметрии можно внести в структуру различными способами, например, используя ферромагнетики с разными намагниченностями насыщения [16], с разными толщинами [17], или прикладывая дополнительное магнитное поле вне плоскости [11]. Целью настоящей работы является теоретическое исследование гибридизации мод в двухслойной гетероструктуре АФМ|ФМ.

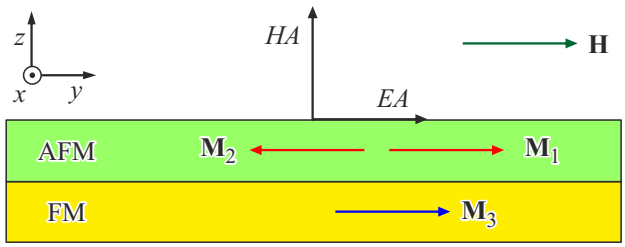


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой гетероструктуры. $\mathbf{M}_{1,2}$ — векторы намагниченности первой и второй подрешеток АФМ, $\mathbf{M}_3$ — вектор намагниченности ФМ, *EA* и *HA* — оси легкого и трудного намагничивания АФМ, $\mathbf{H}$ — вектор внешнего магнитного поля, сонаправленный с легкой осью.

2. Математическая модель

Мы предполагаем, что в рассматриваемой гетероструктуре магнитные моменты ФМ обменно-связаны с магнитными моментами АФМ обеих подрешеток. Нарушение вращательной симметрии в нашем случае обеспечивается различием намагниченностей насыщения ФМ и АФМ. Рассматриваемая гетероструктура представляет собой тонкий слой антиферромагнетика с анизотропией типа легкая плоскость, на который нанесен тонкий слой ферромагнетика. Вся гетероструктура помещена во внешнее постоянное магнитное поле, как показано на рис. 1.

Для решения поставленной задачи достаточно рассматривать консервативную систему, так что можно пренебречь гильбертовым затуханием. Динамика векторов намагниченности подрешеток АФМ $\mathbf{M}_{1,2}$ и вектора намагниченности ФМ $\mathbf{M}_3$ описывается уравнениями Ландау–Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial t} = \gamma \mathbf{M}_j \times \frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}_j}, \tag{1}$$

где $j = 1, 2, 3$, γ — модуль гиромагнитного отношения, W — полная энергия гетероструктуры АФМ|ФМ:

$$\begin{aligned} W = &- \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3) - \frac{\mu_0 H_e}{2M_s}\left((\mathbf{M}_1\mathbf{y})^2 + (\mathbf{M}_2\mathbf{y})^2\right) \\ &+ \frac{\mu_0 H_h}{2M_s}\left((\mathbf{M}_1\mathbf{z})^2 + (\mathbf{M}_2\mathbf{z})^2\right) + \frac{\mu_0 H_{ex}}{M_s}\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 \\ &+ \frac{\mu_0}{2}(\mathbf{M}_3\mathbf{z})^2 + \frac{\mu_0 H_c}{M_s}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)\mathbf{M}_3, \end{aligned} \tag{2}$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, M_s — намагниченность насыщения АФМ, $\mathbf{H} = H\mathbf{y}$ — вектор внешнего магнитного поля, $H_{e,h}$ — эффективные поля кристаллографической анизотропии по легкой и трудной оси, соответственно, H_{ex} — эффективное поле обменного взаимодействия между подрешетками АФМ, H_c — эффективное поле обменного взаимодействия между АФМ и ФМ. Размагничивающим полем в АФМ пренебрегаем в силу малости. Декартова система координат выбрана таким образом, чтобы равновесное состояние намагниченности было направлено вдоль оси $\mathbf{y}$. Представим вектор намагниченности как сумму векторов, определяющих равновесное состояние и малые колебания вокруг него как $\mathbf{M}_j = M_{jy}\mathbf{y} + m_{jx}\mathbf{x} + m_{jz}\mathbf{z}$. При этом выполняется условие нормировки $M_{jy}^2 + m_{jx}^2 + m_{jz}^2 = 1$.

3. Аналитический расчет

Анализ рассматриваемой системы удобно проводить, используя гамильтонов формализм [18,19], хорошо подходящий для анализа как однородных, так и неоднородных колебаний намагниченности в ФМ и АФМ [14,20–22]. Для этого требуется перейти от уравнений Ландау–Лифшица к уравнениям Гамильтона. Чтобы выполнить этот переход, введем новые комплексные переменные $a_j = a_j(\mathbf{M}_j)$, связанные с амплитудой колебаний намагниченности, предложенные Хольстейном и Примаковым [23].

$$a_j = \frac{m_{jz} \pm i m_{jx}}{\sqrt{M_s \pm M_{jy}}}, \tag{3}$$

где $j = 1, 2$, а полученные обратным преобразованием проекции векторов намагниченности $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ имеют вид

$$M_{jy} = \pm M_s \mp |a_j|^2, \tag{4}$$

$$m_{jx} = \mp i \frac{1}{2}\sqrt{2M_s - |a_j|^2}(a_j - a_j^*), \tag{5}$$

$$m_{jz} = \frac{1}{2}\sqrt{2M_s - |a_j|^2}(a_j + a_j^*). \tag{6}$$

Выражения для вектора $\mathbf{M}_3$ получаются из (3)–(6) заменой индекса 1 на 3 и константы M_s на M_{sF}, где M_{sF} — намагниченность насыщения ФМ.

Подставляя (4)–(6) в (2), мы можем записать гамильтониан системы в виде ряда по степеням переменных a_j.

Поскольку решается задача о нахождении частот однородного резонанса без учета нелинейности, будем удерживать только квадратичные слагаемые [18,19]. Тогда гамильтониан имеет вид

$$\mathscr{H} = \mathscr{H}_1 + \mathscr{H}_2 + \mathscr{H}_3, \tag{7}$$

$$\mathscr{H}_1 = A_1|a_1|^2 + A_2|a_2|^2 + B_1(a_1a_2 + a_1^*a_2^*) + \frac{1}{2}C_1(a_1^2 + a_1^{*2} + a_2^2 + a_2^{*2}), \tag{8}$$

$$\mathscr{H}_2 = A_3|a_3|^2 + \frac{1}{2}C_2(a_3^2 + a_3^{*2}), \tag{9}$$

$$\mathscr{H}_3 = -\mu_0 H_c \frac{M_{sF}}{M_s}(|a_1|^2 - |a_2|^2) + B_2(a_1a_3^* + a_1^*a_3 + a_2a_3 + a_2^*a_3^*), \tag{10}$$

где коэффициенты гамильтониана

$$A_1 = \mu_0\Big(H_e + \frac{H_h}{2} + H_{ex} + H\Big), \tag{11}$$

$$A_2 = \mu_0\Big(H_e + \frac{H_h}{2} + H_{ex} - H\Big), \tag{12}$$

$$A_3 = \mu_0\Big(H + \frac{M_{sF}}{2}\Big), \tag{13}$$

$$B_1 = \mu_0 H_{ex}, \tag{14}$$

$$B_2 = \mu_0 H_c\sqrt{\frac{M_{sF}}{M_s}}, \tag{15}$$

$$C_1 = \frac{\mu_0 H_h}{2}, \tag{16}$$

$$C_2 = \frac{\mu_0 M_{sF}}{2}. \tag{17}$$

Слагаемые $\mathscr{H}_1$ и $\mathscr{H}_2$ в (7) описывают однородный резонанс в слоях АФМ и ФМ, соответственно, а слагаемое $\mathscr{H}_3$ — связь между АФМ и ФМ. Следующий шаг заключается в нахождении выражений для собственных колебаний намагниченности в системе АФМ|ФМ, которые имели бы вид уравнений для автономной консервативной системы двух связанных линейных осцилляторов. $\mathscr{H}_1$ и $\mathscr{H}_2$ могут быть представлены в матричной форме и затем диагонализованы для отыскания резонансных частот. Для диагонализации воспользуемся методом, предложенным в [24], который является обобщением преобразований Боголюбова [25]. Для антиферромагнитного слоя

$$\mathscr{H}_1 = \frac{1}{2}\hat{X}_1^*\begin{pmatrix}\hat{H}_1 & \hat{H}_2\\ \hat{H}_2 & \hat{H}_1\end{pmatrix}\hat{X}_1 = \frac{1}{2}\hat{Y}_1^*\begin{pmatrix}\hat{\omega} & \hat{0}\\ \hat{0} & \hat{\omega}\end{pmatrix}\hat{Y}_1, \tag{18}$$

где $\hat{X}_1 = \begin{pmatrix}a_1\\ a_2\\ a_1^*\\ a_2^*\end{pmatrix}$, $\hat{Y}_1 = \begin{pmatrix}b_1\\ b_2\\ b_1^*\\ b_2^*\end{pmatrix}$,

$$\hat{H}_1 = \begin{pmatrix}A_1 & 0\\ 0 & A_2\end{pmatrix},\ \hat{H}_2 = \begin{pmatrix}C_1 & B_1\\ B_1 & C_1\end{pmatrix},\ \begin{pmatrix}\omega_1 & 0\\ 0 & \omega_2\end{pmatrix}.$$

Для ферромагнитного слоя

$$\mathscr{H}_2 = \frac{1}{2}\hat{X}_2^*\begin{pmatrix}A_3 & C_2\\ C_2 & A_3\end{pmatrix}\hat{X}_2 = \frac{1}{2}\hat{Y}_2^*\begin{pmatrix}\omega_3 & 0\\ 0 & \omega_3\end{pmatrix}\hat{Y}_2, \tag{19}$$

где $\hat{X}_2 = \begin{pmatrix}a_3\\ a_3^*\end{pmatrix}$, $\hat{Y}_2 = \begin{pmatrix}b_3\\ b_3^*\end{pmatrix}$,

Далее совершим линейное преобразование старых комплексных переменных a_j в новые b_j для диагонализации матрицы коэффициентов при комплексных переменных

$$\hat{X}_1 = \begin{pmatrix}\hat{S}_1 & \hat{S}_2\\ \hat{S}_2 & \hat{S}_1\end{pmatrix}\hat{Y}_1, \tag{20}$$

$$\hat{X}_2 = \begin{pmatrix}u & -v\\ -v & u\end{pmatrix}\hat{Y}_2, \tag{21}$$

где

$$\hat{S}_1 = \begin{pmatrix}s_{11} & s_{12}\\ s_{21} & s_{22}\end{pmatrix},\ \hat{S}_2 = \begin{pmatrix}s_{13} & s_{14}\\ s_{23} & s_{24}\end{pmatrix}.$$

На основе коммутационных соотношений $[a_j, a_j^*] = 1$, $[a_j^*, a_j] = -1$, $[a_j, a_j] = 0$ мы можем получить ортонормированные соотношения для матриц перехода [19]

$$\begin{pmatrix}\hat{S}_1 & \hat{S}_2\\ \hat{S}_2 & \hat{S}_1\end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix}\hat{1} & \hat{0}\\ \hat{0} & -\hat{1}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{S}_1 & \hat{S}_2\\ \hat{S}_2 & \hat{S}_1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{1} & \hat{0}\\ \hat{0} & -\hat{1}\end{pmatrix}, \tag{22}$$

$$\begin{pmatrix}u & -v\\ -v & u\end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}u & -v\\ -v & u\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}, \tag{23}$$

где $\hat{1}$ — единичная матрица. Для нахождения собственных частот воспользуемся соотношениями, которые можно получить, подставив (20) и (21) в (18) и (19), а также учитывая (22)–(23) [19]:

$$\begin{pmatrix}\hat{H}_1 & \hat{H}_2\\ \hat{H}_2 & \hat{H}_1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{S}_1 & \hat{S}_2\\ \hat{S}_2 & \hat{S}_1\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\hat{1} & \hat{0}\\ \hat{0} & -\hat{1}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{S}_1 & \hat{S}_2\\ \hat{S}_2 & \hat{S}_1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{1} & \hat{0}\\ \hat{0} & -\hat{1}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{\omega} & \hat{0}\\ \hat{0} & \hat{\omega}\end{pmatrix}, \tag{24}$$

$$\begin{pmatrix}A_3 & C_2\\ C_2 & A_3\end{pmatrix}\begin{pmatrix}u & -v\\ -v & u\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}u & -v\\ -v & u\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\omega_3 & 0\\ 0 & \omega_3\end{pmatrix}. \tag{25}$$

Решение системы уравнений (24)–(25) позволяет получить следующие выражения для нижней и верхней мод антиферромагнитного резонанса $\omega_{1,2}$ и для моды ферромагнитного резонанса ω_3:

$$\left(\frac{\omega_{1,2}}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{2}\Big(A_1^2 + A_2^2 - 2(B_1^2 + C_1^2) \mp \big((A_1^2 - A_2^2)^2 - 4(A_1^2 + A_2^2)^2B_1^2 + 16B_1^2C_1^2\big)^{1/2}\Big), \tag{26}$$

$$\left(\frac{\omega_3}{\gamma}\right)^2 = A_3^2 - C_2^2. \tag{27}$$

Подставляя (20) и (21) в $\mathscr{H}_3$, мы также получим выражение, описывающее взаимодействие АФМ и ФМ

в переменных b_1, b_2 и b_3. Как будет видно далее, мода ферромагнитного резонанса не гибридизируется с верхней антиферромагнитной модой, так что мы можем отбросить слагаемые, зависящие от b_2. Тогда гамильтониан в переменных b_1 и b_3 будет иметь вид

$$\gamma\mathscr{H} = (\omega_1 + c_1)|b_1|^2 + \omega_3|b_3|^2 + c_2(b_1^2 + b_1^{*2}) + c_3(b_1 b_3 + b_1^* b_3^*) + c_4(b_1 b_3^* + b_1^* b_3), \quad (28)$$

где коэффициенты, отвечающие за связь:

$$c_1 = -\gamma\mu_0 H_c \frac{M_{sF}}{M_s}(s_{11}^2 + s_{13}^2 - s_{21}^2 - s_{23}^2), \quad (29)$$

$$c_2 = -\gamma\mu_0 H_c \frac{M_{sF}}{M_s}(s_{11}s_{13} - s_{21}s_{23}), \quad (30)$$

$$c_3 = \gamma B_2\Big((s_{13} + s_{21})u - (s_{11} + s_{23})v\Big), \quad (31)$$

$$c_4 = \gamma B_2\Big((s_{11} + s_{23})u - (s_{13} + s_{21})v\Big). \quad (32)$$

Запишем теперь уравнения, описывающие динамику намагниченности в гамильтоновом формализме, к которым мы перешли от уравнений Ландау–Лифшица. В переменных b_1 и b_3 они будут иметь вид

$$\frac{\partial b_1}{\partial t} = -i\gamma\frac{\partial\mathscr{H}}{\partial b_1^*} = -i(\omega_1 + c_1)b_1 - i(2c_2 b_1^* + c_3 b_3^* + c_4 b_3), \quad (33)$$

$$\frac{\partial b_3}{\partial t} = -i\gamma\frac{\partial\mathscr{H}}{\partial b_3^*} = -i\omega_3 b_3 - i(c_3 b_1^* + c_4 b_1). \quad (34)$$

Уравнения (33)–(34) называются формой связанных колебаний [26]. Их решение дает собственные частоты системы связанных осцилляторов. При этом ω_1 и ω_3 — парциальные частоты такой системы, то есть частоты отдельных осцилляторов (в нашем случае слоев АФМ и ФМ) без учета связи. Будем искать решение (33)–(34) в виде $b_j = b_j(0)e^{-i\omega t}$, $b_j^* = b_j^*(0)e^{-i\omega t}$ $(j = 1, 3)$. Найдем определитель полученной в результате системы алгебраических уравнений. Приравнивая определитель нулю, получим характеристическое уравнение

$$\begin{vmatrix} \omega_1 + c_1 - \omega & c_4 & 2c_2 & c_3 \\ c_4 & \omega_3 - \omega & c_3 & 0 \\ 2c_2 & c_3 & \omega_1 + c_1 - \omega & c_4 \\ c_3 & 0 & c_4 & \omega_3 - \omega \end{vmatrix} = 0. \quad (35)$$

Сделав допущение, что связь между АФМ и ФМ слабая [26], можно пренебречь коэффициентами c_2 и c_3, связывающими b и b^*. Тогда характеристическое уравнение приобретает вид

$$\begin{vmatrix} \omega_1 + c_1 - \omega & c_4 \\ c_4 & \omega_3 - \omega \end{vmatrix} = 0. \quad (36)$$

Наконец, из (36) мы можем получить выражения для собственных частот колебаний в системе обменно-связанных АФМ и ФМ

$$\omega_{a,b} = \frac{1}{2}\Big(\omega_1 + c_1 + \omega_3 \mp \big((\omega_1 + c_1 - \omega_3)^2 + 4c_4^2\big)^{1/2}\Big). \quad (37)$$

4. Результаты

На рис. 2 показаны зависимости частот собственных колебаний $\omega_{a,b}$ от внешнего магнитного поля H при

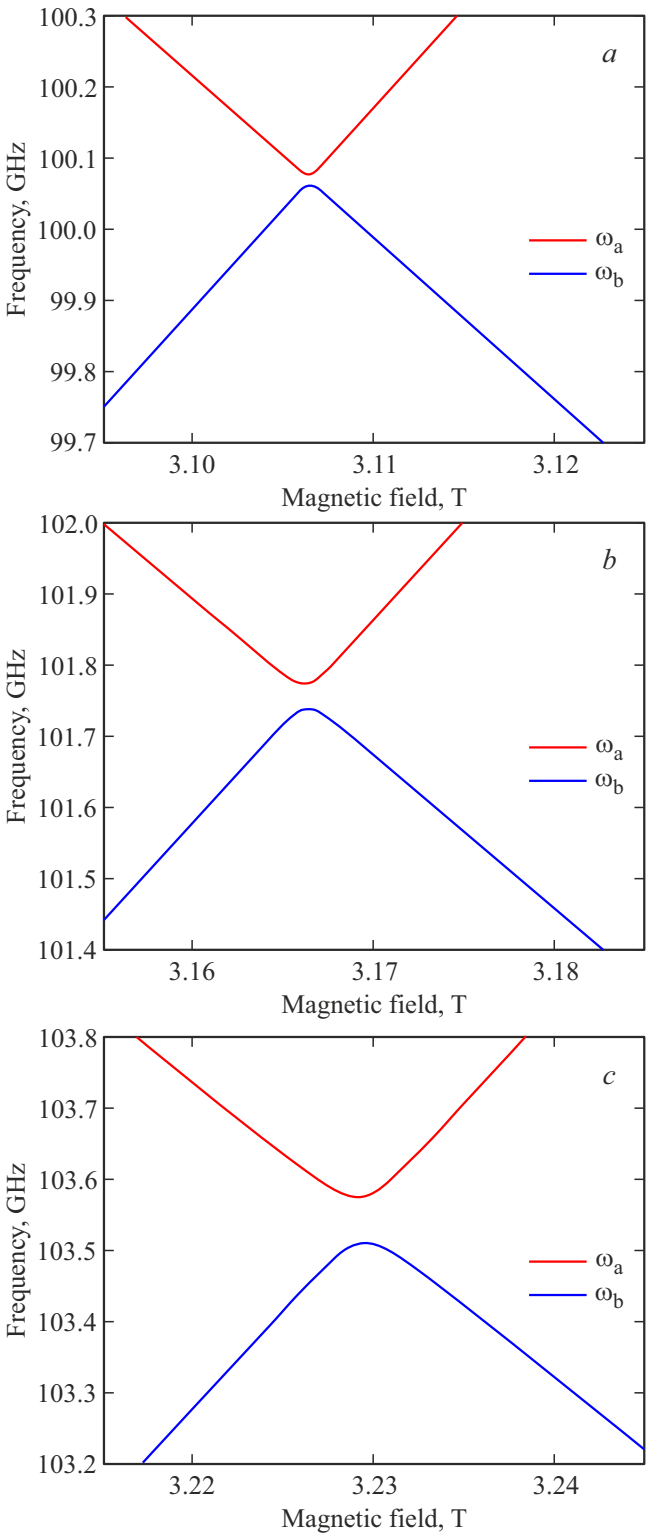


Рис. 2. Зависимости резонансной частоты от магнитного поля для различных эффективных полей связи: *a* — $\mu_0 H_c = 0.1$ T; *b* — $\mu_0 H_c = 0.15$ T; *c* — $\mu_0 H_c = 0.2$ T.

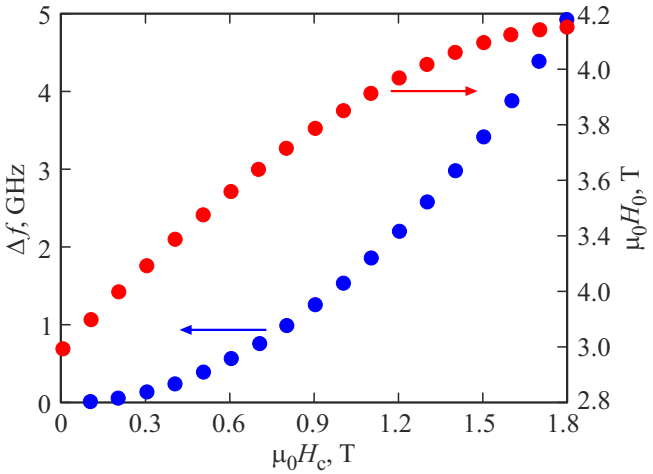


Рис. 3. Зависимости ширины щели и внешнего поля, при котором наблюдается гибридизация, от эффективного поля связи.

различной величине эффективного поля связи. Для построения данных зависимостей были взяты значения констант для оксида никеля NiO (АФМ) и пермаллоя $Ni_{80}Fe_{20}$ (ФМ) $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T, $M_{sF} = 800$ kA/m [27], $M_s = 351$ kA/m [28], $\mu_0 H_e = 0.011$ T [29], $\mu_0 H_h = 0.635$ T [29], $\mu_0 H_{ex} = 968.4$ T [29]. В [26] показано, что введение связи в автономную консервативную систему двух осцилляторов должно увеличить интервал между собственными частотами линейной системы. Из рис. 2 видно, что при взаимном приближении резонансных частот двух магнитных подсистем (антиферромагнитной и ферромагнитной) в месте их предполагаемого пересечения образуется щель в частотном спектре. Необходимо отметить, что выражение (37) справедливо для ограниченного диапазона значений H_c. На рис. 3 показаны зависимости ширины щели Δf и внешнего поля H_0, при котором наблюдается гибридизация, от эффективного поля связи H_c. С увеличением эффективного поля связи наблюдается расширение интервала между модами, а также сильное смещение области гибридизации в сторону бóльших магнитных полей. При этом с увеличением H_c величины Δf и H_0 растут нелинейно.

5. Заключение

Рассмотрена двухслойная гетероструктура АФМ|ФМ. Показано, что обменное взаимодействие между магнитными моментами АФМ и ФМ приводит к гибридизации резонансных мод. Данное явление исследовано методом гамильтонова формализма, и получены выражения для собственных частот структуры АФМ|ФМ как системы двух связанных линейных осцилляторов. Проанализированы зависимости ширины щели и внешнего поля, при котором наблюдается гибридизация, от эффективного поля связи. Результаты продемонстрированы на примере структуры оксид никеля|пермаллой.

Финансирование работы

Аналитический расчет выполнен при финансовой поддержке проекта Российского научного фонда № 24-19-00250. Численное моделирование выполнено при финансовой поддержке проекта Российского научного фонда и № 23-79-00016.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, *26*, 260301 (2010).
[2] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. УФН **185**, *10*, 1099 (2015). [S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, A.N. Slavin, Yu.N. Barabanenkov, S.A. Osokin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov. Phys. — Uspekhi **58**, *10*, 1002 (2015).]
[3] 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. 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, A.I. Kirilyuk. Phys. — Uspekhi **63**, *10*, 945 (2020).]
[4] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. Phys. Rev. **105**, *3*, 904 (1957).
[5] W.H. Meiklejohn. J. Appl. Phys. **33**, *3*, 1328 (1962).
[6] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **44**, *11*, 2004 (2002). [A.I. Morosov, A.S. Sigov. Phys. Solid State **44**, *11*, 2098 (2002).]
[7] Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук, В.А. Середкин, Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, В.В. Поляков. ЖТФ **75**, *12*, 69 (2005). [G.I. Frolov, V.Yu. Yakovchuk, V.A. Seredkin, R.S. Iskhakov, S.V. Stolyar, V.V. Polyakov. Tech. Phys. **50**, *12*, 1605 (2005).]
[8] S. Chatterjee, S. Giri, S.K. De, S. Majumdar. J. Phys.: Conf. Ser. **200**, *3*, 032011 (2010).
[9] S. Peng, D. Zhu, W. Li, H. Wu, A.J. Grutter, D.A. Gilbert, J. Lu, D. Xiong, W. Cai, P. Shafer, K.L. Wang, W. Zhao. Nature Electron. **3**, *12*, 757 (2020).
[10] Y. Shiota, T. Taniguchi, M. Ishibashi, T. Moriyama, T. Ono. Phys. Rev. Lett. **125**, *1*, 017203 (2020).
[11] D. MacNeill, J.T. Hou, D.R. Klein, P. Zhang, P. Jarillo-Herrero, L. Liu. Phys. Rev. Lett. **123**, *4*, 047204 (2019).
[12] H. Huebl, C.W. Zollitsch, J. Lotze, F. Hocke, M. Greifenstein, A. Marx, R. Gross, S.T.B. Goennenwein. Phys. Rev. Lett. **111**, *12*, 127003 (2013).
[13] Y. Tabuchi, S. Ishino, T. Ishikawa, R. Yamazaki, K. Usami, Y. Nakamura. Phys. Rev. Lett. **113**, *8*, 083603 (2014).
[14] Ø. Johansen, A. Brataas. Phys. Rev. Lett. **121**, *8*, 087204 (2018).

[15] H. Al-Hamdo, T. Wagner, Y. Lytvynenko, G. Kendzo, S. Reimers, M. Ruhwedel, M. Yaqoob, V.I. Vasyuchka, P. Pirro, J. Sinova, M. Kläui, M. Jourdan, O. Gomonay, M. Weiler. Phys. Rev. Lett. **131**, *4*, 046701 (2023).
[16] C. Dai, F. Ma. Appl. Phys. Lett. **118**, *11*, 110501 (2021).
[17] M. Li, J. Lu, W. He. Phys. Rev. B **103**, *6*, 064429 (2021).
[18] V.E. Zakharov, V.S. L'vov, G. Falkovich. Kolmogorov Spectra of Turbulence I. Springer Berlin, Heidelberg (1992). 264 p.
[19] S.M. Rezende. Fundamentals of Magnonics. Springer International Publishing (2020). 358 p.
[20] A. Slavin, V. Tiberkevich. IEEE Trans. Magn. **44**, *7*, 1916 (2008).
[21] P. Krivosik, C.E. Patton. Phys. Rev. B **82**, *18*, 184428 (2010).
[22] A.A. Matveev, A.R. Safin, S.A. Nikitov. J. Magn. Magn. Mater. **592**, 171825 (2024).
[23] T. Holstein, H. Primakoff. Phys. Rev. **58**, *12*, 1098 (1940).
[24] R.M. White, M. Sparks, I. Ortenburger. Phys. Rev. **139**, *2A*, A450 (1965).
[25] N.N. Bogoljubov. Nuovo Cim. **7**, *6*, 794 (1958).
[26] М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн. Регулярная и хаотическая динамика, Ижевск (2000). 560 с.
[27] K. Ounadjela, H. Lefakis, V.S. Speriosu, C. Hwang, P.S. Alexopoulos. J. Physique Colloques **49**, *C8*, C8-1709 (1988).
[28] M.T. Hutchings, E.J. Samuelsen. Phys. Rev. B **6**, *9*, 3447 (1972).
[29] A.J. Sievers III, M. Tinkham. Phys. Rev. **129**, *4*, 1566 (1963).

Редактор Е.В. Толстякова