DOI: https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.26
УДК: 53.092

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА А − FE2O3 ПРИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОМ ПЕРЕХОДЕ

Т.В. Богданова [1,2], Д.В. Калябин[1,3], А.Р. Сафин[1,3,4], С.А. Никитов[1,2,5]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7
[2]Московский физико-технический институт, 141701, г. Долгопрудный, Московская область, Институтский пер., 9, Долгопрудный
[3]НИУ ВШЭ, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20
[4]Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 14, стр.1
[5]Саратовский государственный университет, лаборатория «Магнитные метаматериалы», 410012, Саратов, ул. Большая Казачья, 112к8

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2023 г.

Аннотация. В данной работе представлена модель, объясняющая влияние внешнего давления на резонансную частоту объемного кристалла $\alpha - Fe_2O_3$ во внешнем магнитном поле. Рассмотрена динамика векторов **l** и **m** до и после температуры Морина T_M. Получены зависимости резонансной частоты от давления и внешнего магнитного поля для случаев $H \parallel (H_A \parallel \boldsymbol{z})$ и $H \perp (H_A \parallel \boldsymbol{z})$, а также получены зависимости магнитного поля от давления для нижней и верхней моды $\alpha - Fe_2O_3$. Было обнаружено, что при приложении внешнего давления к структуре существенно увеличивается собственная частота колебаний магнитных подрешеток антиферромагнетика. Полученные результаты могут быть использованы при разработке устройств формирования и обработки сигналов в гигагерцовом и терагерцовом диапазонах частот.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, спин-переориентационный переход, антиферромагнетик, давление.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.

Автор для переписки: Богданова Татьяна Владимировна, bogdanova.tv@phystech.edu

Введение

Использование свойств антиферромагнитных материалов, таких как сверхбыстрая спиновая динамика, дает возможность разработки высокоскоростных устройств обработки сигналов терагерцового диапазона частот [1,2,3,4]. Обменное усиление в антиферромагнитных (АФМ) материалах приводит к заметному увеличению всех параметров, не только резонансной частоты, но и скорости спиновых волн [2,3]. Спиновые волны в антиферромагнетиках могут существовать в широком диапазоне частот, от единиц гигагерц до нескольких десяток терагерц [3].

Антиферромагнитные материалы могут быть разделены на два класса, в которых магнитные подрешетки имеют скомпенсированные и нескомпенсированные магнитные моменты. Впервые АФМ-материалы с ненулевой полной намагниченностью были описаны Дзялошинским и Морией [5,6]. Отношение поля Дзялошинского-Мория к обменному полю определяет угол скоса между подрешетками и составляет 0.2% для $\alpha - Fe_2O_3$. Преимущество АФМ-материалов с ненулевой суммарной намагниченностью в том, что их магнитные свойства позволяют прикладывать магнитные поля меньшего порядка для реализации спин-флоп перехода. Такие свойства делают АФМ-материалы хорошими кандидатами для разработки микроволновых устройств и для магнитной памяти [7], генераторов [8,9,10], волноводов [11] и др., поэтому исследования в этой области актуальны [12,13,14].

Другой интерес представляет возможность управления резонансными свойствами АФМ-структуры с помощью упругих напряжений [15,16]. Однако остается открытым вопрос о влиянии механических деформаций на частоту антиферромагнитной моды, имеющей более высокие частоты, чем ферромагнитная мода. На сегодняшний день есть необходимость исследовании АФМ для создания управляемых элементов, например линии задержки и фильтров [17,18,19].

Целью данной работы является рассмотрение влияния внешних параметров: давления и постоянного магнитного поля, на частоты антиферромагнитного резонанса $\alpha - Fe_2O_3$.

1. Макроскопическое описание динамики намагниченности вектора Нееля в антиферромагнетиках

Для исследования влияния внешнего давления на резонансные свойства материала был выбран антиферромагнетик $\alpha - Fe_2O_3$, который обладает сильной магнитоупругой связью. Структура гематита при комнатной температуре демонстрирует легкоплоскосное антиферромагнитное упорядочение, которое направлено перпендикулярно оси шестого порядка. Магнитная структура гематита претерпевает фазовый переход при температуре перехода Морина (T_M) T_M=260 K [20,21,22], ниже которой он демонстрирует легкоосное антиферромагнитное упорядочение. Понимание влияния полей анизотропии и взаимодействия Дзялошинского-Мория на движение вектора намагниченности имеет решающее значение для описания механизма спин-флоп перехода.

Для корректного описания резонансных частот АФМ-кристалла необходимо в точности определить равновесное состояние системы. Для определения равновесного состояния необходимо решить задачу по минимизации энергии антиферромагнетика. В предыдущих работах [23,24] была принята запись энергии антиферромагнетика в векторах **l** и **m** для магнитной подсистемы в виде:

$$W_{AFM} = \frac{1}{2}\epsilon \boldsymbol{m}^2 - \beta_1^2(\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{n})^2 + \boldsymbol{m}\cdot[\boldsymbol{d}\times\boldsymbol{l}] - 2\,H_0(\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{e_H}) - \tag{1}$$

$$-\frac{1}{6}\beta'\left((\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_x})^2 - (\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_y})^2\right)\left(4\left((\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_x})^2 - (\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_y})^2\right)^2 - 3\right) -$$

$$-\frac{1}{2}(\delta_{12} - \delta_{11})\left(\frac{1}{C_{11} - C_{12}}\right)\left((\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_x})^2 - (\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_y})^2\right)p_y.$$

где ϵ – однородная обменная константа, l – антиферромагнитный вектор, m – вектор намагниченности, H_0 – внешнее магнитное поле, β_1 и β' – константы одноосной и гексагональной анизотропий, δ_{11} и δ_{12} – магнитоупругие постоянные, C_{11} и C_{12} – упругие константы и p_y – внешнее давление, приложенное вдоль оси $\boldsymbol{y}$ и **d** – вектор Дзялошинского-Мория. В энергию антиферромагнетика включены следующие слагаемые: однородный обмен, анизотропия, энергия взаимодействия Дзялошинского-Мория, Зеемана и наведенной магнитострикции.

Для решения задачи о поиске основного состояния представим вектора **m** и **l** в сферических координатах. Пусть θ – это угол между вектором **l** и осью $\boldsymbol{e_z}$, φ – угол между проекцией **l** на плоскость $[\boldsymbol{e_x e_y}]$, ξ – это угол между проекцией **m** и проекцией **l** на плоскость $[\boldsymbol{e_x e_z}]$, а также введем длину вектора $\eta = \frac{|\boldsymbol{m}|^2}{2M_0}$, где M_0 – намагниченность насыщения. Теперь можно записать энергию антиферромагнетика в общем случае в сферических координатах, вводя обозначения на рис. 1:

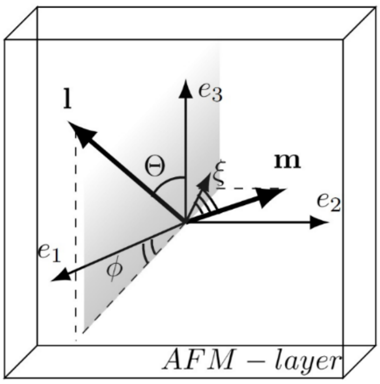

Рис. 1. Сферические координаты для **m** и **l**, вектора ферро- и антиферромагнетизма, соответственно, где θ – угол между вектором **l** и осью $\boldsymbol{e_z}$, φ – угол между проекцией **l** на плоскость $[\boldsymbol{e_x e_y}]$, ξ – угол между проекцией m на плоскость$[\boldsymbol{e_x e_z}]$

$$W_{AFM}(\theta,\ \phi,\ \xi,\ \eta) = \tag{2}$$

$$-2HM_0\eta\cos(\xi)\sin(\theta)+\epsilon M_0^2\frac{\eta^2-1}{4}+\beta_1\cos^2(\theta)+$$

$$+d\sqrt{1-\eta^2}\eta(-\sin(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta)+\cos(\varphi)\cos(\xi))-$$

$$-\frac{1}{2}(\delta_{12}-\delta_{11})\left(\frac{1}{C_{11}-C_{12}}\right)\big((\cos(\varphi)-\sin(\varphi))\big)p_y-$$

$$-\frac{1}{6}\beta'\sqrt{1-\eta^2}\,(\cos^2(\theta)$$

$$-\cos^2(\theta)\cos^2(\pi-\varphi))(4(\cos^2(\theta)$$

$$-\cos^2(\theta)\cos^2(\pi-\varphi))^2-3).$$

Для нахождения основного состояния необходимо минимизировать энергию антиферромагнетика (2) и найти углы, которые соответствуют равновесному состоянию векторов **l** и **m**.

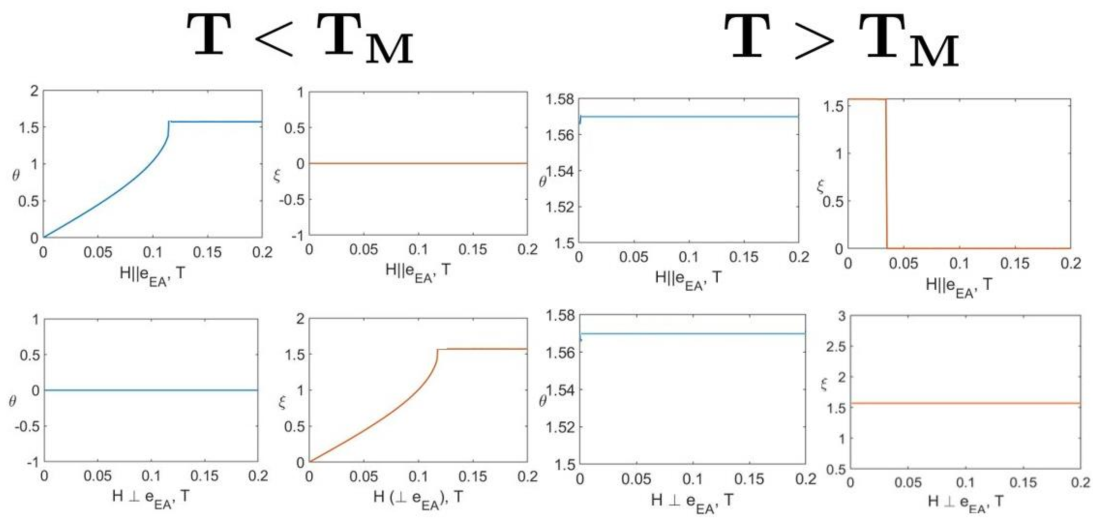

Рис. 2. Зависимость равновесных углов θ и ξ от внешнего магнитного поля для параллельной $H\ \parallel \boldsymbol{e_{EA}}$ и перпендикулярной $H\ \perp \boldsymbol{e_{EA}}$ ориентации векторов, где введено обозначение для оси анизотропии ($\boldsymbol{e_{EA}} \parallel \boldsymbol{e_z}$)

На рис. 2 показаны зависимости равновесных углов θ и ξ, которым соответствует минимуму энергии АФМ, от постоянного внешнего магнитного поля. Графики представлены для анизотропий «легкая ось» ($\beta_1>0$) и «легкая плоскость» ($\beta_1<0$) при переходе которого магнитная структура гематита претерпевает фазовый переход T_M= 260 K.

Рассматривая случай анизотропии типа «легкая ось», можно заметить медленное изменение угла θ, которое соответствует тому, что вектор m выходит из плоскости при ориентации внешнего магнитного поля параллельного легкой оси анизотропии $H \parallel \boldsymbol{e_{EA}}$, при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярного легкой оси анизотропии $H \perp \boldsymbol{e_{ea}}$, наоборот, вектор $\mathbf{m}$ будет поворачиваться в плоскости. При рассмотрении анизотропии типа «легкая плоскость» вектор **l** будет оставаться в плоскости, до полей меньше обменного, а вектор $\mathbf{m}$ при направлении внешнего магнитного поля по оси $\boldsymbol{e_z}$ выйдет из плоскости при поле порядка поля анизотропии.

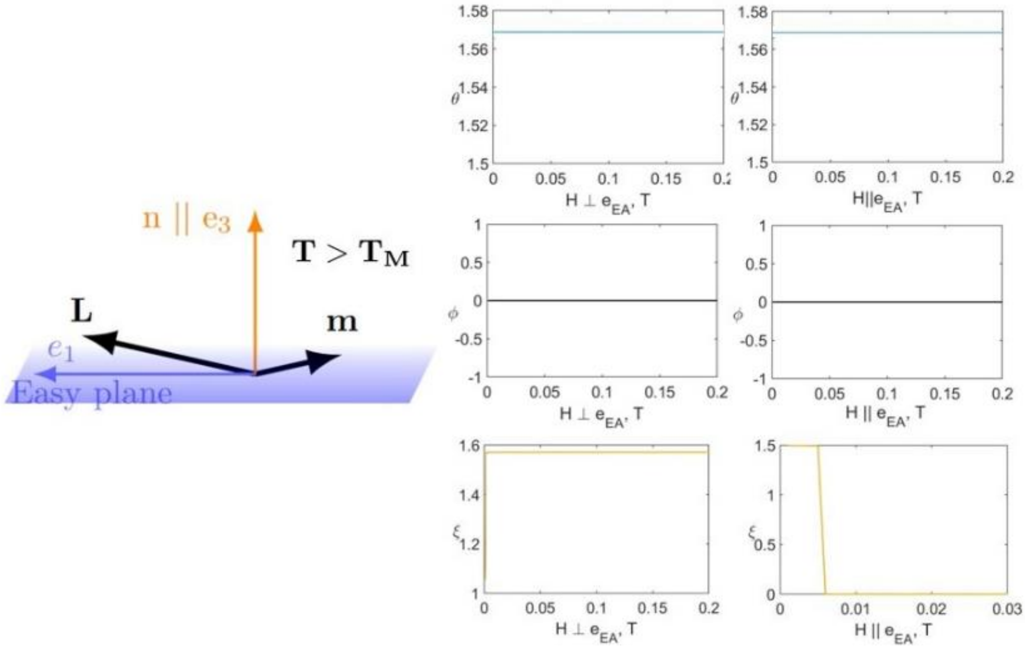

Рис. 3. Зависимость равновесных углов θ, ξ и φ от постоянного внешнего магнитного поля для $\alpha - Fe_2O_3$ с учетом одноосной и гексагональной анизотропий. Составлено с учетом направления внешнего магнитного поля относительно легкой оси, а именно для параллельной $H \parallel (H_A \parallel \boldsymbol{z})$ и перпендикулярной ориентации векторов $H \perp (H_A \parallel \boldsymbol{z})$

Динамика намагниченностей подрешеток описывается с помощью уравнений Ландау-Лифшица. Однако в силу малой величины вектора намагниченности $|\mathbf{m}| << |\mathbf{l}|$ и $\mathbf{l}^2 = 1 - \mathbf{m}^2 \approx 1$, где $\boldsymbol{m} = \frac{\boldsymbol{M_1}+\boldsymbol{M_2}}{2M_0}$, $\boldsymbol{l} = \frac{\boldsymbol{M_1}-\boldsymbol{M_2}}{2M_0}$, где $\boldsymbol{M_1}$ и $\boldsymbol{M_2}$ намагниченность двух подрешеток, систему уравнений векторов $\boldsymbol{M_1}$ и $\boldsymbol{M_2}$ можно свести к уравнению движения только антиферромагнитного вектора **l**

[23,24]. Уравнения математической модели в формализме вектора Нееля могут быть получены непосредственно из полной энергии с использованием магнитной симметрии антиферромагнетика (1). Для двухподрешеточной модели антиферромагнетика можно записать два уравнения Ландау-Лифшиц и перейти к векторам **m** и **l** [25]:

$$\frac{d\,\boldsymbol{l}}{dt} = -\gamma(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H_l} + \boldsymbol{l} \times \boldsymbol{H_m}), \tag{3}$$

$$\frac{d\,\boldsymbol{m}}{dt} = -\gamma(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H_m} + \boldsymbol{l} \times \boldsymbol{H_l}), \tag{4}$$

где $H_m = -\frac{\partial W_{AFM}}{\partial \boldsymbol{m}}$ и $H_l = -\frac{\partial W_{AFM}}{\partial l}$ эффективные поля для векторов **m** и **l** и γ – гиромагнитное отношение. Подставляя выражение для энергии (1) в уравнения (3) и (4), получим уравнения для динамики векторов **m** и **l**:

$$\frac{d\,\boldsymbol{l}}{dt} = -2\gamma M_0(\epsilon\boldsymbol{m} + [\boldsymbol{d} \times \boldsymbol{l}] - \boldsymbol{h}) \times \boldsymbol{l}, \tag{5}$$

$$\begin{gathered}\frac{d\,\boldsymbol{m}}{dt} = -2\gamma M_0 2\beta_1[\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{n}](\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{n}) + \boldsymbol{m} \times [\boldsymbol{d} \times \boldsymbol{l}] + [\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{h}] - \\ -4\beta'\left((\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{e_x})^5[\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{e_x}] - \left(\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{e_y}\right)^5\left[\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{e_y}\right]\right) \\ -(\delta_{12} - \delta_{11})\left(\frac{1}{C_{11} - C_{12}}\right)\left(\left([\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{l_x}] - \left[\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{l_y}\right]\right)\right)p_y,\end{gathered} \tag{6}$$

где $\boldsymbol{n}$ – ортогональный вектор, который направлен вдоль оси $\boldsymbol{e_z}$, $\boldsymbol{e_x}$, $\boldsymbol{e_y}$ и $\boldsymbol{e_z}$ – орты, которые направлены вдоль осей **x, y** и **z**, соответственно.

Решая систему уравнений (5) и (6), получим динамическое уравнение движения для единичного вектора **l**(t):

$$\begin{gathered}\frac{d^2\,\boldsymbol{l}}{dt^2} \times \boldsymbol{l} = 2\gamma M_0\left((\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{h})\frac{d\boldsymbol{l}}{dt} - \left(\boldsymbol{d} \times \frac{d\boldsymbol{l}}{dt}\right)\right. \\ \left. -\left((\boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{l})\boldsymbol{h} + (\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{h})\boldsymbol{d} - (\boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{l})[\boldsymbol{d} \times \boldsymbol{l}]\right)\right) -\end{gathered} \tag{7}$$

$$-16M_0^2\epsilon p_y\gamma^2(\delta_{12}-\delta_{11})\left(\frac{1}{C_{11}-C_{12}}\right)\left([\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{l_x}]-[\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{l_y}]\right)$$
$$+16\gamma^2\epsilon M_0^2\beta'([\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{e_x}](\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_x})^5)$$
$$+16\gamma^2\epsilon M_0^2\beta'\left([\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{e_y}](\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_y})^5\right)+4\gamma^2M_0^2[\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{h}](\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{h})$$
$$-8\gamma^2M_0^2\epsilon\beta_1[\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{n}](\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{n}).$$

Решая уравнение (7) для вектора Нееля, будем считать, что вектор **l** совершает малые колебания вдоль равновесного положения. Представим вектор Нееля как сумму динамической и статической составляющих $\boldsymbol{l}=\boldsymbol{l_0}+\boldsymbol{s}$. Эти векторы ортогональны друг другу, что означает $(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{s})=0$.

Для упрощения нахождения $\boldsymbol{l_0}$ можно перейти в систему координат, связанную с равновесным положением. После этого можно перейти к динамическому уравнению для вектора **s**:

$$\frac{d^2\,\boldsymbol{s}}{dt^2}-\gamma(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{H})\left[\boldsymbol{l_0}\times\frac{d\boldsymbol{s}}{dt}\right]+\gamma\frac{d\boldsymbol{s}}{dt}(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{H_D})-\gamma^2[\boldsymbol{s}\times\boldsymbol{H_D}](\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{H}) \tag{8}$$
$$+\gamma^2\boldsymbol{s}(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{H_D})+$$
$$+2\gamma^2M_0H_E\beta_1\boldsymbol{s}(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{n})^2+\gamma^2\boldsymbol{s}(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{H})^2$$
$$-16M_0^2\epsilon p_y\gamma^2\left(\frac{\delta_{12}-\delta_{11}}{C_{11}-C_{12}}\right)\left((\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{l_x})-(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{l_y})\right)\boldsymbol{s}$$
$$+16\gamma^2\epsilon M_0^2\beta'\left(\boldsymbol{s}(\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_x})^5+\boldsymbol{s}(\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{e_y})^5\right)$$
$$-\gamma^2[\boldsymbol{s}\times\boldsymbol{H}](\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{H_D})-\gamma^2\boldsymbol{H_D}(\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{H_D})-\gamma^2\boldsymbol{s}(\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{H_D})^2$$
$$=0,$$

где было введено обозначение $h=\frac{H}{2M_0}$ и $d=\frac{H_D}{2M_0}$. Представим вектор как $\boldsymbol{s}=s_x\boldsymbol{e_x}+s_y\boldsymbol{e_y}$, тогда можно записать выражение (8) в виде:

$$\frac{d^2\boldsymbol{s}}{dt^2}-\gamma(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{H})\widehat{\Theta}\frac{d\boldsymbol{s}}{dt}-\gamma\widehat{\Theta}\frac{d\boldsymbol{s}}{dt}(\boldsymbol{l_0}\cdot\boldsymbol{H_D})+\left(\widehat{\Omega}-(\boldsymbol{l_0}\cdot\widehat{\Omega}\boldsymbol{l_0})\hat{\mathrm{I}}\right)\cdot\boldsymbol{s}=0, \tag{9}$$

где $\hat{\mathrm{I}}=\begin{bmatrix}1&0\\0&1\end{bmatrix}$, $\widehat{\Theta}=\begin{bmatrix}0&-1\\1&0\end{bmatrix}$, $\widehat{\Omega}$ – частотный оператор, который определяется как:

$$\widehat{\Omega}=\omega_{ex}\omega_{EA}(e_z\otimes e_z)+8\omega_{ex}\omega'_{EA}(e_z\otimes e_z)+\omega_H^2(e_H\otimes e_H)- \tag{10}$$
$$-\omega_D^2(e_D\otimes e_D)-8\omega_{ex}\omega_p(e_p\otimes e_p),$$

где $\omega_{EA}=\gamma\frac{\beta_1}{2M_0}=\gamma H_{EA}$, $\omega'_{EA}=\gamma\frac{\beta'}{2M_0}=\gamma H'_{EA}$, $\boldsymbol{e_H}$, $\boldsymbol{e_D}$, $\boldsymbol{e_p}$ – орты, которые направлены вдоль осей приложенного магнитного поля, вдоль вектора Дзялошинского-Мория и внешнего давления, соответственно. Тогда решение уравнения для динамического вектора **s** имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix}\omega_2^2-\omega & i\omega\omega_H(e_H\cdot l_0)-i\omega\omega_D(e_D\cdot l_0)\\ -i\omega\omega_H(e_H\cdot l_0)-i\omega\omega_D(e_D\cdot l_0) & \omega_2^2-\omega\end{pmatrix}\cdot \tag{11}$$

$$\cdot\begin{pmatrix}s_1\\ s_2\end{pmatrix}=0,$$

где $$\omega_{1,2}^2=\omega_{ex}\omega'_{EA}+\omega_{ex}\omega_{EA}\left(\left(\boldsymbol{e_{x,y}}\cdot\boldsymbol{e'_{EA}}\right)^2-(\boldsymbol{e_z}\cdot\boldsymbol{e'_{EA}})^2\right)+$$

$$+\omega_{ex}\omega_p\left(\left(\boldsymbol{e_{x,y}}\cdot\boldsymbol{e_p}\right)^2-\left(\boldsymbol{e_z}\cdot\boldsymbol{e_p}\right)^2\right)+\omega_H^2\left(\left(\boldsymbol{e_{x,y}}\cdot\boldsymbol{e_H}\right)^2-(\boldsymbol{e_z}\cdot$$

$$\boldsymbol{e_H})^2\right)-\omega_D^2\left(\left(\boldsymbol{e_{x,z}}\cdot\boldsymbol{e_D}\right)^2-\left(\boldsymbol{e_y}\cdot\boldsymbol{e_D}\right)^2\right).$$

Решая систему уравнений для динамического вектора **s** (11), можно получить выражение для частоты АФМ резонанса:

$$\omega_\pm^2=\frac{1}{2}(\omega_1^2+\omega_2^2)+(\overline{\omega}_H-\overline{\omega}_D)^2\pm$$

$$\pm\sqrt{\left(\frac{1}{4}(\omega_1^2-\omega_2^2)^2+(\omega_1^2+\omega_2^2)\left(\overline{\omega}_H^2+\overline{\omega^2}_D-2\overline{\omega_H\omega_D}\right)+(\overline{\omega}_H-\overline{\omega}_D\right)}$$

где $\overline{\omega_H}=\omega_H(\boldsymbol{e_H}\cdot\mathbf{l_0})$, $\overline{\omega_D}=\omega_D(\boldsymbol{e_D}\cdot\mathbf{l_0})$.

2. Численное моделирование влияния давления на частоту однородного АФМ-резонанса

Для численного расчета были использованы следующие значения для $\alpha-Fe_2O_3$: $M_0=870$ Гс, 8, $H_D=2.72$ Т, $H_E=1040$ Т, $H'_{EA}=1.54\cdot10^{-6}\,T$, $H_{EA}=23.8\cdot10^{-3}\,T$, $\delta_{11}=-7.5\cdot10^5\,J\cdot m^{-3}$, $\delta_{12}=24.5\cdot10^5\,J\cdot m^{-3}$, $C_{12}=17.0\cdot10^{10}$ Па, $C_{11}=36.3\cdot10^{10}$ Па. Зависимости частот $f=\frac{\omega}{2\pi}$ от постоянного внешнего магнитного поля показаны на рис. 6. На рисунке изображены зависимости частоты однородного АФМ резонанса от величины постоянного внешнего поля. Из рис. 6 следует, что при нулевом внешнем магнитном поле

$H_0 = 0$ частота равна $f_- = f_+ = f_0 \approx \frac{\gamma}{2\pi}\sqrt{(H_{ex}H_{EA})}$. Тогда можно сделать вывод, что частота при нулевом магнитном поле в антиферромагнетиках для верхней моды может достигать несколько сотен гигагерц. После решения (12) получим две моды антиферромагнитного резонанса, условно обозначенные как нижняя и верхняя. Нижняя мода при нулевом внешнем магнитном поле $f_1 \approx \frac{\gamma}{2\pi}\sqrt{H_{ex}H'_{EA}} \approx 8\ GHz$, а верхняя мода принимает значение $f_2 \approx \frac{\gamma}{2\pi}\sqrt{H_{ex}H_{EA}} \approx 164\ GHz$.

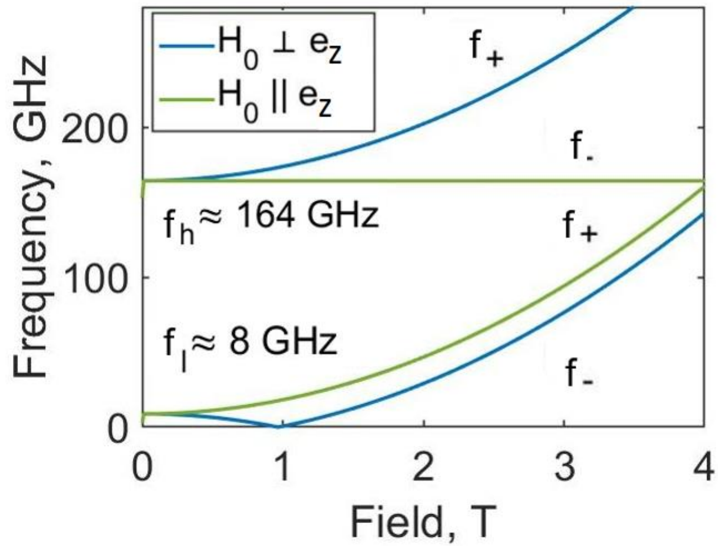

Рис. 6. Зависимость частоты антиферромагнитного резонанса для $\alpha - Fe_2O_3$ с учетом анизотропий второго и шестого порядков от внешнего магнитного поля. Составлено с учетом направления внешнего магнитного поля относительно трудной оси $H \parallel (\boldsymbol{e_{EA}} \parallel \boldsymbol{e_z})$. Частота нижней ветви $f_1 \approx 8\ GHz$ и частота верхней ветви $f_2 \approx 164\ GHz$

Далее исследуем зависимость частоты антиферромагнитного резонанса от внешнего магнитного поля с учетом внешнего давления (рис. 7).

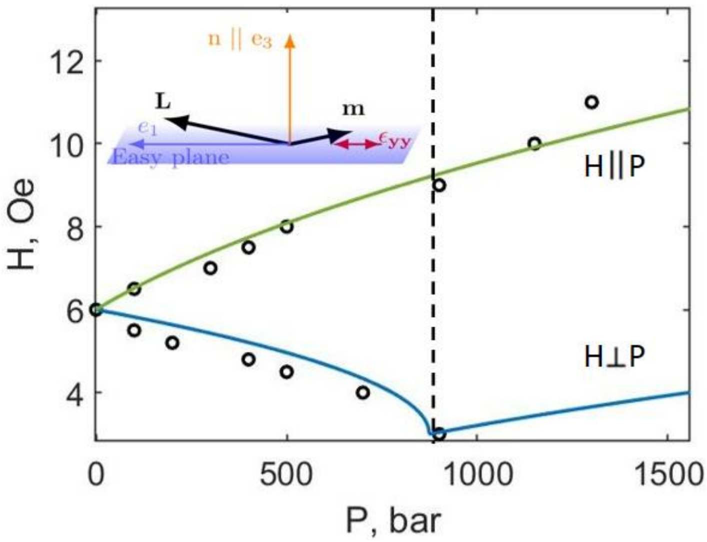

Рис. 7. Зависимость резонансного магнитного поля от давления для $\alpha - Fe_2O_3$ при $p_y > 0$. Составлено с учетом направления внешнего магнитного поля относительно оси приложенного давления H ∥ P (зеленая линия) и H ⊥ P (синяя линия)

На рис. 7 представлены зависимости резонансных полей как функция приложенного давления на структуру $\alpha - Fe_2O_3$. Сплошные линии соответствуют теоретическому расчету (12), а точки экспериментальным данным [26]. Некоторое несоответствие теории и эксперимента объясняется наличием доменной структуры, что подробнее описано в другой работе [27]. На рис. 7 приведена зависимость для давления ($p_y > 0$), однако можно также рассмотреть случай растяжения структуры ($p_y < 0$). По теоретическим расчетам (12) для получения одинакового значения резонансного магнитного поля для случая растяжения необходимо прикладывать большее давление.

Заключение

Постоянно растущие требования электронных систем стимулируют создание принципиально новой элементной базы. В данной статье исследовалось влияние внешних параметров, давления и постоянного магнитного поля, на частоту антиферромагнитного резонанса для $\alpha - Fe_2O_3$ с учетом одноосной и гексагональной анизотропий. Рассмотрены несколько магнитных конфигураций, когда магнитное поле и поле анизотропии направлены перпендикулярно и параллельно друг другу. Было исследовано влияние внешнего магнитного поля и давления на равновесное значение для вектор **l** и **m**, а также представлена общая модель динамики антиферромагнитного вектора и вывод уравнений для частот однородного АФМ-резонанса. Были получены полевые зависимости частот АФМ-резонанса для анизотропий типа «легкая плоскость», а также зависимость резонансных полей от внешнего давления.

Полученные результаты показывают, что учет влияние давления через магнитоупругое взаимодействие открывает новые возможности для терагерцовой электроники. В зависимости от эксперимента, внешние силы, влияющие на поля анизотропии антиферромагнетика, могут быть использованы для изменения величины и эффективного управления собственной частотой АФМ.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.

Литература

1. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. Magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – V. 43. – №. 26. – P. 264001.
2. Nikitov S. A. et al. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics // Physics-Uspekhi. – 2015. – V. 58. – №. 10. – P. 1002.
3. Nikitov S. A. et al. Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz // Physics-Uspekhi. – 2020. – V. 63. – №. 10. – P. 945.
4. Xiong D. et al. Antiferromagnetic spintronics: An overview and outlook // Fundamental Research. – 2022. – V. 2. – №. 4. – P. 522-534.
5. Dzyaloshinsky I. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics // Journal of physics and chemistry of solids. – 1958. – V. 4. – №. 4. – P. 241-255.
6. Moriya T. New mechanism of anisotropic superexchange interaction // Physical Review Letters. – 1960. – V. 4. – №. 5. – P. 228.

7. Tiercelin N. et al. From non-linear magnetoacoustics and spin reorientation transition to magnetoelectric micro/nano-systems // Spintronics X. – SPIE, 2017. – V. 10357. – P. 102-110.
8. Khymyn R., Tiberkevich V., Slavin A. Antiferromagnetic spin current rectifier // AIP Advances. – 2017. – V. 7. – №. 5.
9. Гомонай Е. В., Локтев В. М. Спинтроника антиферромагнитных систем (Обзор) // Физика низких температур. – 2014. – №. 40,№ 1. – С. 422-47.
10. Safin A. et al. Electrically tunable detector of THz-frequency signals based on an antiferromagnet // Applied Physics Letters. – 2020. – V. 117. – №. 22.
11. Jia C. et al. Chiral logic computing with twisted antiferromagnetic magnon modes // npj Computational Materials. – 2021. – V. 7. – №. 1. – P. 101.
12. Buchelnikov V. D., Dolgushin D. M., Bychkov I. V. The peculiarities of coupled electromagnetic and magnetoelastic waves in antiferromagnets // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2006. – V. 305. – №. 2. – P. 470-474.
13. Gareeva Z. V., Doroshenko R. A. Thickness-shear modes and magnetoelastic waves in a longitudinally magnetized ferromagnetic plate // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2008. – V. 320. – №. 18. – P. 2249-2251.
14. Dai T., Kalyabin D. V., Nikitov S. A. Hypersonic magnetoelastic waves in inhomogeneous structures // Ultrasonics. – 2022. – V. 121. – P. 106656.
15. Khitun A., Bao M., Wang K. L. Magnetic cellular nonlinear network with spin wave bus // 2010 12th International Workshop on Cellular Nanoscale Networks and their Applications (CNNA 2010). – IEEE, 2010. – P. 1-5.
16. Tiercelin N. et al. From non-linear magnetoacoustics and spin reorientation transition to magnetoelectric micro/nano-systems // Spintronics X. – SPIE, 2017. – V. 10357. – P. 102-110.
17. Turov E. A. Kinetic, Optical, and Acoustic Properties of Antiferromagnets // Izd. Ural. Otd. Akad. Nauk, Sverdlovsk. – 1990.
18. Özgür Ü., Alivov Y., Morkoç H. Microwave ferrites, part 1: fundamental properties // Journal of materials science: Materials in electronics. – 2009. – V. 20. – P. 789-834.

19. Harris V. G. Modern microwave ferrites // IEEE Transactions on Magnetics. – 2011. – V. 48. – №. 3. – P. 1075-1104.
20. Morin F. J. Electrical Properties of α Fe 2 O 3 and α Fe 2 O 3 Containing Titanium // Physical Review. – 1951. – V. 83. – №. 5. – P. 1005.
21. Moriya T. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism // Physical review. – 1960. – V. 120. – №. 1. – P. 91.
22. Ellis D. S. et al. Magnetic states at the surface of α− Fe 2 O 3 thin films doped with Ti, Zn, or Sn // Physical Review B. – 2017. – V. 96. – №. 9. – P. 094426.
23. Dikshtein I. E., Salk S. H. S. Nonlinear self-localized magnetoelastic surface waves in antiferromagnetic media // Physical Review B. – 1996. – V. 53. – №. 22. – P. 14957.
24. Ozhogin V. I., Preobrazhenskiĭ V. L. Anharmonicity of mixed modes and giant acoustic nonlinearity of antiferromagnetics // Soviet Physics Uspekhi. – 1988. – V. 31. – №. 8. – P. 713.
25. Andreev A. F., Marchenko V. I. Symmetry and the macroscopic dynamics of magnetic materials // Soviet Physics Uspekhi. – 1980. – V. 23. – №. 1. – P. 21.
26. Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В., Шавров В. Г. Влияние давления на резонансные свойства одноосных ферро-и антиферромагнетиков // ФТТ. – 1974. – Т. 16. – №. 8. – С. 2192.
27. Maksimenkov P. P., Ozhogin V. I. Antiferromagnetic resonance investigation of the magnetoelastic interaction in hematite // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1974. – V. 38. – P. 324.

Для цитирования:

Богданова Т.В., Калябин Д.В., Сафин А.Р., Никитов С.А. Моделирование внешнего воздействия на резонансные свойства объемного антиферромагнетика α − Fe2O3 при спин-переориентационном переходе // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 12. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.26