

УДК 537.874; 537.624

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПРЕЦЕССИЮ ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ В НОРМАЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

В. С. Власов¹, М. Ю. Дианов¹, Л. Н. Котов¹, В. Г. Шавров², В. И. Щеглов²¹ Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина,
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр-т, 55² Институт радиотехники и электроники им В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2018 г.

Аннотация. Рассмотрена вынужденная нелинейная прецессия вектора намагниченности в нормально намагниченной ферритовой пластине, обладающей магнитоупругими свойствами. Показано, что в условиях ориентационного перехода переменное поле круговой поляризации вызывает прецессию положения равновесия вектора намагниченности, причем за счет магнитоупругости свойства такой прецессии существенно изменяются. Подробно рассмотрен ориентационный переход вектора намагниченности, состоящий в изменении положения равновесия этого вектора при изменении величины постоянного поля. Показано, что магнитоупругое взаимодействие приводит к увеличению поля окончания ориентационного перехода на величину, прямо пропорциональную квадрату константы магнитоупругого взаимодействия и обратно пропорциональную намагниченности насыщения и константе упругости. Рассмотрена прецессия положения равновесия в условиях ориентационного перехода в случаях отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия. Показано, что необходимым условием возбуждения такой прецессии является величина постоянного поля, меньшая значения поля окончания перехода. Период такой прецессии значительно меньше периода возбуждающего переменного поля. Выявлены три характерные области допустимого изменения поля: первая, когда поле меньше значения, соответствующего окончанию перехода в отсутствие магнитоупругости, вторая,

когда поле превышает поле перехода в отсутствие поля перехода без магнитоупругости, но остается меньшим поля перехода в присутствии магнитоупругости, третья, когда поле превышает поле перехода при наличии магнитоупругого взаимодействия. Рассмотрены зависимости периода прецессии положения равновесия от постоянного поля в отсутствие магнитоупругой связи и при ее наличии. Показано, что в обоих случаях период прецессии равновесия при увеличении поля увеличивается тем быстрее, чем переход становится ближе. Вблизи перехода оба периода устремляются к бесконечности. Предложены две эмпирические формулы, описывающие полученные зависимости на основе закона обратной пропорциональности с точностью до единиц процентов. Исследованы колебания намагниченности при поле, превышающем поле перехода, то есть в режиме простой круговой прецессии. Найдены резонансные поля для случаев отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия. Показано, что полученные значения полей в обоих случаях соответствуют наблюдаемым резонансным зависимостям с точностью порядка 1%.

Ключевые слова: прецессия намагниченности, магнитоупругое взаимодействие, ориентационный переход.

Abstract. It is investigated the forced nonlinear precession of magnetization vector in normal magnetized ferrite plate having magnetoelastic properties. It is shown that in condition of orientation transition the alternating field having circular polarization induces the precession of magnetization vector equilibrium position. It is shown that owing to magnetoelastic interaction the properties of precession have large changing. It is investigated the magnetization vector orientation transition which consist of changing of equilibrium position of this vector when the steady field is changing. By the minimization of energy solidity for the case of cubic anisotropy it is found the third order equations system for the components of magnetization and elastic displacement which describes the equilibrium position of magnetization vector. By the decision of this system by Cardano-method it is shown that orientation transition begins from the orientation of magnetization in the plane of ferrite plate and finishes

in whole orientation of this vector along the field direction. It is shown that the magnetoelastic interaction brings to increasing of orientation transition field on the value which is straight proportional of magnetoelastic constant value square and back proportional to saturation magnetization and elastic constant. It is found that for typical magnetic materials – yttrium-iron garnet and terbium-iron garnet the addition to transition field is equal to value which has the same order as the transition field. It is investigated the equilibrium position precession in the cases of existence and absence of magnetoelastic interaction. It is shown that the necessary condition of this precession excitation is the field value less then end of orientation transition. It is shown that the period of this precession is more less then the alternating field period. It is shown that field is less then transition field the parametrical precession portrait of equilibrium position has the form of large circle with is filled along its line by small circles. This portrait correspond to regime of non-fading precession without center rounding. When the field is less but near the transition field there take place the regime fading precession without center rounding. When the field is more then transition field there take place the regime of simple circle precession. It is established three character regions of field variation. The first region when the field is less then end of transition field corresponding to absence of magnetoelastic interaction. The second region when the field is more then end of transition field in absence of magnetoelastic interaction and less then end of transition field corresponding to presence magnetoelastic interaction. The third region when the field is more then end of transition field corresponding to presence magnetoelastic interaction. On the basis of analysis of vibrations in-time development and precession portrait configuration by the field increasing it is found four successive character regimes of precession. Regime №1 – before-critical as in absence so in the presence of magnetoelastic interaction. Regime №2 – critical in absence of magnetoelastic interaction and before-critical in its presence. Regime №3 – above-critical in absence of magnetoelastic interaction and critical in its presence. Regime №4 – above-critical as in absence so in presence of magnetoelastic interaction. It is investigated the dependences of equilibrium position precession from the field in the case of absence

of magnetoelastic interaction and in the case of its presence. It is shown that in both cases the period of equilibrium position precession is increases so quicker then the transition is nearer. Near the transition both periods long to go to infinity. It is proposed two empirical formulas which describe received dependencies on the basis of inverse proportional low in the accuracy about several percents. It is made the comparison of received dependencies with the formula which is based on the vector model. According to this model the period of precession is inverse proportional to square root from applied magnetic field. It is shown that square dependence brings slightly (about 2-3%) overstated field values. It is the reason to improvement of vector model so as to improve its co-ordination with empirical formulas. It is investigated the vibration of magnetization in the field which is more then transition field so as in the simple circle precession. It is shown that near above the transition field the vibration amplitude is increased when applied field is increased. It is shown that this increasing is depended on the resonance properties of magnetization precession in regime of simple circle precession. For the cases of magnetoelastic interaction absence and presence it is found the resonance frequencies in consideration of precession fading along the vibration process. It is shown that precession fading is the reason of increasing resonance fields corresponding to resonance frequencies. It is found the resonance fields corresponding to cases of absence and presence of magnetoelastic interaction. It is shown that received field values in both cases correspond to observed resonance dependencies in accuracy about 1%.

Key words: precession of magnetization, magnetoelastic interaction, orientation transition.

Введение

Нелинейные СВЧ колебания намагниченности в магнитных диэлектриках привлекают внимание исследователей [1]. Стремление преодолеть низкий уровень ограничения амплитуды таких колебаний, накладываемый параметрическим возбуждением обменных волн [2], требует выбора геометрии

нормально намагниченной пластины, где углы прецессии могут достигать десятков градусов [3-6]. Некоторые виды такой прецессии описаны в обзоре [7], где постоянное поле превышает размагничивание формы, так что равновесный вектор намагниченности ориентирован по нормали к плоскости пластины. В поле, меньшем поля размагничивания, имеет место ориентационный переход, то есть равновесный вектор намагниченности отклонен от такой нормали [8]. В этом случае под воздействием переменного поля положение равновесия намагниченности может прецессировать, то есть возникает вынужденная прецессия второго порядка [9,10]. При этом вектор намагниченности участвует одновременно в двух движениях прецессионного характера: в первом – вокруг положения равновесия, и во втором – вокруг направления поля.

Период прецессии положения равновесия в несколько раз превышает период возбуждающего поля, поперечные компоненты динамической намагниченности меняются по синусоидальному закону со сдвигом фаз на 90° , а прецессионный (параметрический) портрет имеет форму большого кругового кольца, равномерно заполненного вдоль образующей малыми кольцами [9,10].

В работе [11] выявлены пять различных режимов прецессии второго порядка: №1 – малоамплитудная круговая прецессия, №2 – прецессия положения равновесия без охвата центра, №3 – незатухающая прецессия положения равновесия с охватом центра, №4 – затухающая прецессия положения равновесия с охватом центра, №5 – развернутая круговая прецессия. Переходы между режимами рассмотрены на основе трехмерной модели потенциала.

В работах [12-15] рассмотрены различные варианты прецессии положения равновесия, в том числе при несимметричном возбуждении и при наличии одноосной и кубической анизотропии. Краткий обзор наблюдаемых явлений содержится в монографии [10] и более подробный в монографии [16, главы 9, 10].

Все перечисленные работы относятся к случаю чисто магнитной среды, не обладающей другими свойствами. Однако в реальных магнитных

материалах на поведении намагниченности в значительной степени сказывается магнитоупругость. Так в работе [17] на примере пленок ферритов-гранатов показано, что магнитоупругое взаимодействие оказывает существенное влияние на ориентационный переход намагниченности, в частности, меняет поле перехода и характер установления намагниченности во времени.

Таким образом, можно ожидать, что свойства магнитоупругости также могут изменить характер прецессии второго порядка. Некоторые результаты в этом направлении получены в работах [18, 19]. Рассмотрена вынужденная нелинейная прецессия намагниченности второго порядка в нормально намагниченной пластине, обладающей магнитоупругими свойствами. Исследован ориентационный переход вектора намагниченности, состоящий в изменении положения равновесия вектора при изменении константы магнитоупругости. Получена система уравнений для равновесного положения вектора намагниченности относительно компонент намагниченности и упругого смещения, решенная методом Кардано. Приведены уравнения движения и граничные условия для компонент намагниченности и упругого смещения для прецессии вектора намагниченности. Численное решение полученной системы методом Рунге-Кутты позволило получить развертки колебаний намагниченности во времени и соответствующие прецессионные портреты. Наиболее подробно рассмотрены два режима прецессии – без охвата центра и с охватом центра. Выявлена роль магнитоупругости в геометрических свойствах параметрических портретов на основе модели потенциала. Для интерпретации зависимости периода прецессии от величины константы магнитоупругого взаимодействия предложены две модели – эффективных полей и квадратичной магнитоупругой связи.

В перечисленных работах параметры прецессии положения равновесия рассматриваются, в основном, с позиций зависимости от величины магнитоупругого взаимодействия. При этом приложенное постоянное поле предполагается всегда заведомо меньшим поля размагничивания, которое

соответствует полю окончания ориентационного перехода (далее именуемое «полем перехода») в отсутствие магнитоупругого взаимодействия.

Однако, в соответствии с данными работы [17], поле перехода в магнитоупругой среде может превышать поле размагничивания на заметную величину, то есть можно ожидать, что прецессия положения равновесия будет иметь место при постоянном поле большем поля размагничивания. Более подробному рассмотрению этого вопроса посвящена настоящая работа.

1. Геометрия задачи и плотность энергии

Общая геометрия задачи показана на рис.1 [9-16]. Ее основу составляет ферритовая пластина толщиной d , намагниченная по нормали к ее плоскости. При этом в поле, большем поля анизотропии формы ($4\pi M_0$) резонансная частота собственных колебаний феррита приходится на дно спектра обменных волн, то есть их параметрическое возбуждение исключается [2-6].

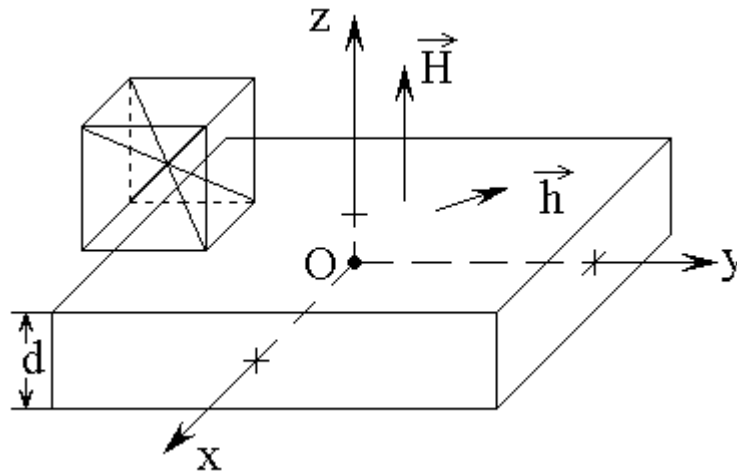


Рис.1. Геометрия задачи.

Будем полагать, что феррит по магнитным свойствам – изотропен, однако по упругим и магнитоупругим – обладает кубической симметрией, причем плоскость грани куба соответствует плоскости ферритовой пластины (на рисунке показана схема кубической ячейки). Положим, что в этом случае упругие свойства описываются только константой c_{44} , а магнитоупругие – константой B_2 . Введем декартову систему координат $Oxyz$, ось Oz которой

перпендикулярна плоскости пластины. Пусть внешнее поле имеет вид: $\vec{H} = \{h_x; h_y; H_0\}$, где H_0 – постоянное подмагничивающее поле, $h_{x,y}$ – компоненты переменного поля, причем $h_{x,y} \ll H_0$.

Полагая полную плотность энергии пластины U равной сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий [20-22], получаем:

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + 2B_2(m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}), \quad (1)$$

где $\vec{m} = \vec{M}/M_0$ – нормированный вектор намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения; $u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)$ – тензор деформаций, u_i – компоненты упругого смещения, x_i – координаты, $i = x, y, z$.

2. Поле ориентационного перехода в магнитоупругой среде

Если постоянное поле H_0 , направленное по нормали к плоскости пленки, меньше поля анизотропии формы (то есть поля размагничивания), которое равно $4\pi M_0$, то вектор намагниченности находится в условиях ориентационного перехода [8,16], то есть в равновесном состоянии отклонен от нормали к плоскости пленки. Рассмотрим его ориентацию несколько более подробно.

Предположим, что благодаря симметрии вектор намагниченности всегда находится в плоскости Oxz , то есть $m_y = 0$. Положим, что пластина деформируется только в той же плоскости Oxz : отличны от нуля только u_x и u_z , то есть $u_{xy} = u_{yz} = 0$. Будем считать также, что внешнее переменное поле отсутствует: $h_x = h_y = 0$.

При этом плотность энергии (1) принимает вид:

$$U = - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + 2c_{44} u_{zx}^2 + 2B_2 m_z m_x u_{zx} . \quad (2)$$

В силу нормировки:

$$m_x = \sqrt{1 - m_z^2} . \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), получаем:

$$U = - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + 2c_{44} u_{xz}^2 + 2B_2 m_z \sqrt{1 - m_z^2} u_{xz} . \quad (4)$$

В этом выражении имеются две переменных: m_z и u_{xz} , поэтому для нахождения равновесного состояния надо приравнять к нулю его первые производные по обеим этим переменным. В результате получаем систему для определения m_z и u_{xz} :

$$-M_0 H_0 + 4\pi M_0^2 m_z + 2B_2 \frac{1 - 2m_z^2}{\sqrt{1 - m_z^2}} u_{xz} = 0; \quad (5)$$

$$2c_{44} u_{xz} + B_2 m_z \sqrt{1 - m_z^2} = 0. \quad (6)$$

Выражая u_{xz} из (6) и подставляя в (5), получаем уравнение для определения m_z :

$$\frac{2B_2^2}{c_{44}} m_z^3 + \left(4\pi M_0^2 - \frac{B_2^2}{c_{44}} \right) \cdot m_z - M_0 H_0 = 0. \quad (7)$$

Решение этого уравнения дает зависимость m_z от нуля до поля перехода. В начале перехода при $H_0 = 0$ намагниченность ориентирована в плоскости пластины и $m_z = 0$. При этом $m_x = 1$. Окончание перехода соответствует $m_z = 1$, то есть $m_x = 0$. Поле перехода $H_c^{(me)}$ можно найти, подставляя в (7) значение $m_z = 1$, откуда получаем:

$$H_c^{(me)} = 4\pi M_0 + \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}}. \quad (8)$$

Из этой формулы видно, что увеличение B_2 , уменьшение M_0 или c_{44} приводят к увеличению поля перехода.

Вводя обозначение:

$$\delta H_c^{(me)} = \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}}, \quad (9)$$

получаем:

$$H_c^{(me)} = 4\pi M_0 + \delta H_c^{(me)}. \quad (10)$$

В отсутствие магнитоупругой связи поле перехода равно полю анизотропии формы пластины:

$$H_c^{(0)} = 4\pi M_0. \quad (11)$$

Разделяя (7) на M_0 , с обозначением (9) получаем:

$$2H_{me} m_z^3 + (4\pi M_0 - \delta H_c^{(me)}) m_z - H_0 = 0. \quad (12)$$

В отсутствие магнитоупругой связи при $B_2 = 0$ и $\delta H_c^{(me)} = 0$ в интервале $0 \leq H_0 \leq 4\pi M_0$, определяемом условием $m_z \leq 1$, это уравнение имеет тривиальное решение:

$$m_z = \frac{H_0}{4\pi M_0}. \quad (13)$$

При $B_2 \neq 0$, учитывая, что в реальных материалах $\delta H_c^{(me)} \ll 4\pi M_0$, можно видеть, что детерминант этого уравнения всегда положителен, то есть можно воспользоваться решением Кардано [23,24], которое дает:

$$m_z = A^{(+)} + A^{(-)}, \quad (14)$$

где:

$$A^{(\pm)} = \left\langle \frac{1}{4} \left\{ \frac{H_0}{\delta H_c^{(me)}} \pm B \right\} \right\rangle^{1/3}, \quad (15)$$

где:

$$B = \left[27 \delta H_c^{(me)} H_0^2 + 2 \left(4\pi M_0 - \delta H_c^{(me)} \right)^3 \right]^{1/2} \left(3 \delta H_c^{(me)} \right)^{-3/2}. \quad (16)$$

Более подробно общая идеология ориентационного перехода рассмотрена в работе [16, глава 5], математический аппарат решения Кардано – в монографиях [23,24], а также [16, глава 2], применение решения Кардано к рассматриваемому случаю, в том числе допустимые условия его применимости, в том числе краткий анализ формул (14)-(16), рассмотрены в работе [17].

3. Зависимость смещения поля перехода от константы магнитоупругости

Рассмотрим зависимость смещения поля перехода от величины константы магнитоупругого взаимодействия, для чего обратимся к рис.2, где такие зависимости приведены при некоторых характерных значениях намагниченности насыщения. В качестве примера рассмотрим два материала – железиттриевый гранат (ЖИГ) и тербиевый феррит-гранат (ТбФГ).

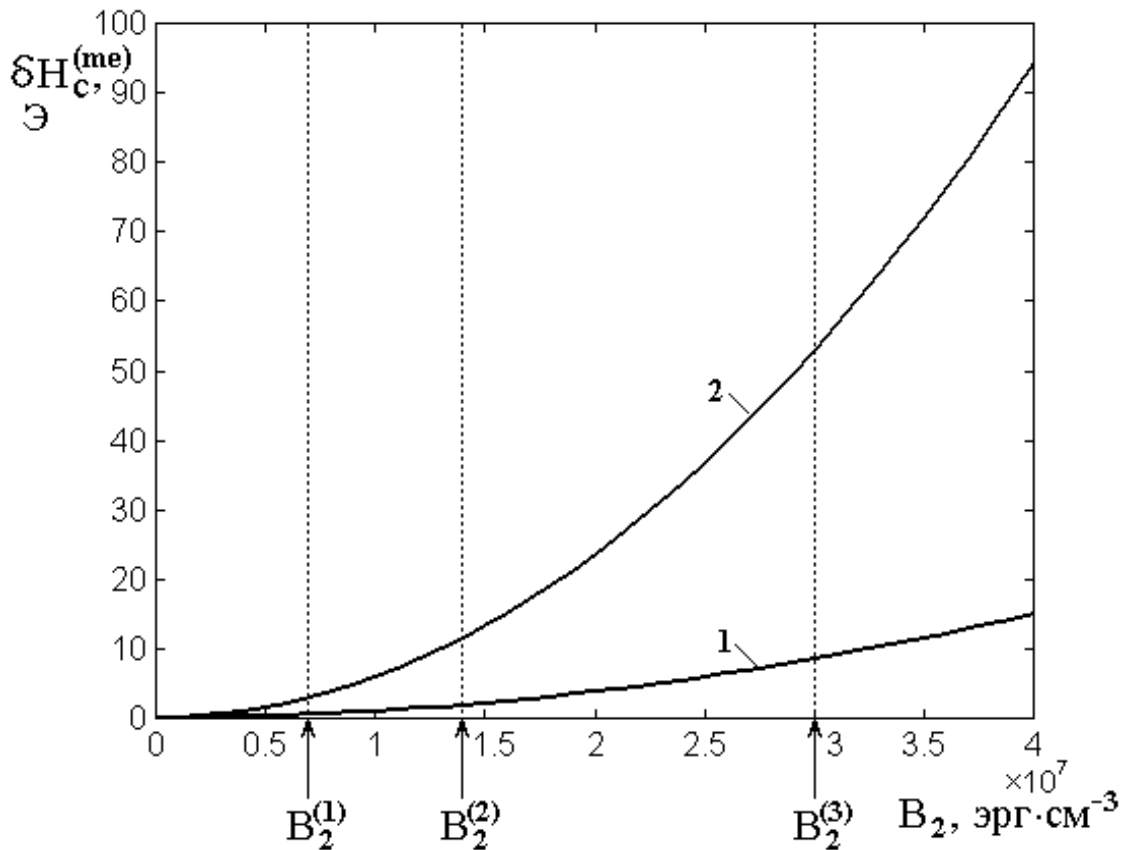


Рис.2. Зависимость смещения поля перехода от константы магнитоупругого взаимодействия при различных значениях намагниченности насыщения.
 1 – $M_0 = 140$ Гс (ЖИГ); 2 – $M_0 = 22$ Гс (ТбФГ).

Для обеих кривых: $c_{44} = 7,64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³ (ЖИГ).

Характерные значения констант магнитоупругости отмечены стрелками на горизонтальной оси:

$$B_2^{(1)} = 6,96 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-3} \text{ (ЖИГ);}$$

$$B_2^{(2)} = 2 \times 6,96 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-3} \text{ (2xЖИГ);}$$

$$B_2^{(3)} = 30,0 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-3} \text{ (ТбФГ)}.$$

Зависимость $\delta H_c^{(me)}(B_2)$ определяется следующей формулой:

$$\delta H_c^{(me)} = \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}}. \quad (17)$$

Из рисунка видно, что смещение поля перехода при увеличении константы магнитоупругого взаимодействия растет весьма быстро (квадратично), достигая значений, сравнимых с полем перехода в отсутствие магнитоупругости. При этом кривая идет тем выше, чем намагниченность меньше. Так при константе B_2 и намагниченности M_0 , соответствующих ЖИГ (кривая 1, константа $B_2^{(1)}$), смещение поля перехода составляет 0,45 Э, что по сравнению с полем перехода в отсутствие магнитоупругости, равным $4\pi M_0 = 1750$ Э представляет величину довольно малую. При удвоенной константе ЖИГ (кривая 1, константа $B_2^{(2)}$) смещение уже заметно возрастает и составляет 1,82 Э. Для тербиевого феррита-граната (кривая 2, константа $B_2^{(3)}$), смещение составляет 52,8 Э, что уже имеет тот же порядок, что и поле перехода в отсутствие магнитоупругости, которое равно 280 Э. То есть здесь смещение поля перехода составляет уже около одной пятой от исходного его значения.

Поле перехода может увеличиваться также при уменьшении константы c_{44} , характеризующей жесткость материалов. Для редкоземельных гранатов, в

том числе для ТбФГ, величина этой константы близка к таковой для ЖИГ [20] ($c_{44} \approx 7,7 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³). Для большинства твердых тел эта константа имеет такой же порядок, однако для композиционных материалов может быть существенно меньше (в 10-20 раз и более) [25]. То есть, если такие материалы будут обладать магнитными свойствами, то для них добавка к полю перехода может составлять сотни и тысячи эрстед.

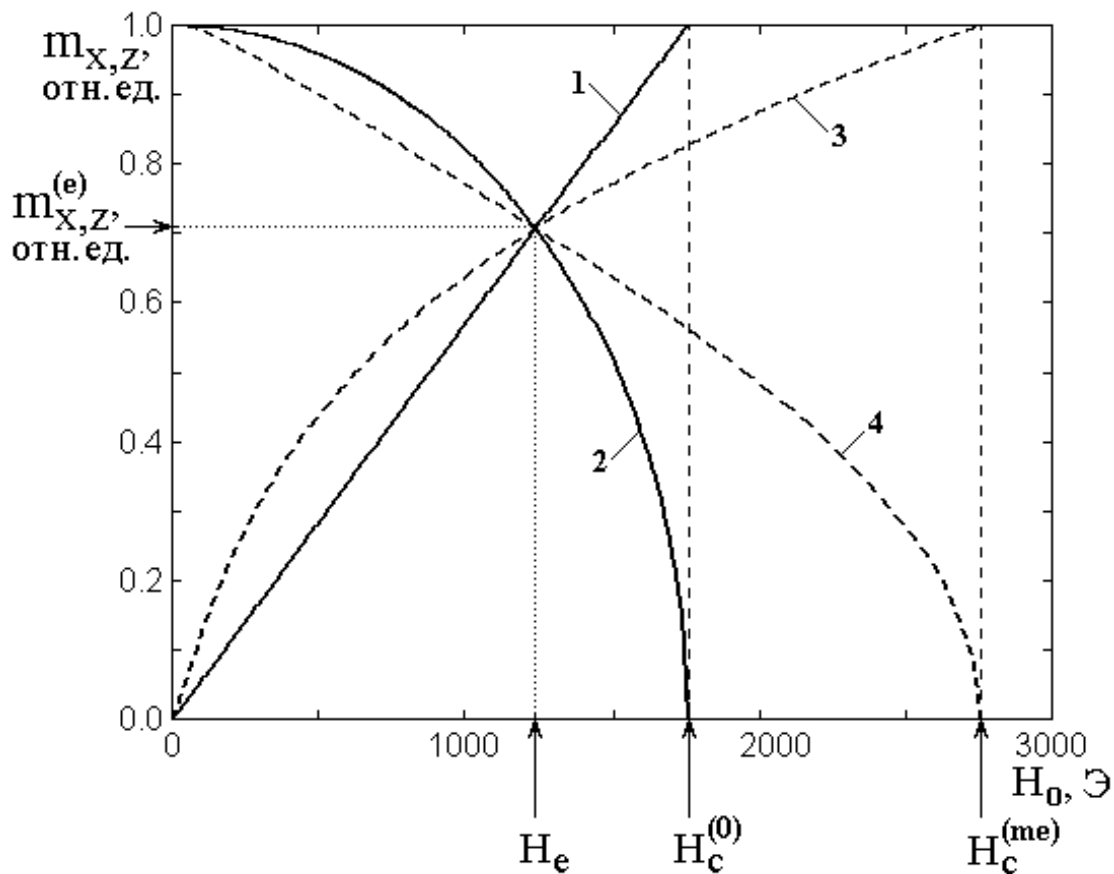


Рис.3. Зависимости компонент вектора намагниченности от поля.

Для лучшей иллюстрации роли магнитоупругого взаимодействия при ориентационном переходе, подобно [17], возьмем значение $\delta H_c^{(me)}$ достаточно большим, сравнимым с величиной $4\pi M_0$. В таком предположении на рис.3 представлены зависимости нормированных компонент намагниченности m_x и m_z от поля H_0 , построенные по формулам (14) и (3). При построении

полагалось: $M_0 = 139,26$ Гс, $\delta H_c^{(me)} = 1000$ Э. Значение поля перехода в отсутствие магнитоупругой связи: $H_c^{(0)} = 4\pi M_0 = 1750$ Э и при ее наличии: $H_c^{(me)} = H_c^{(0)} + \delta H_c^{(me)} = 2750$ Э.

В начальном положении в отсутствие поля ($H_0 = 0$) вектор намагниченности лежит в плоскости пластины: $m_x = 1$, $m_z = 0$. Переход состоит в повороте вектора намагниченности вдоль направления поля в сторону нормали к плоскости пластины до положения $m_x = 0$, $m_z = 1$. Кривые 1 и 3 соответствуют зависимостям $m_z(H_0)$, кривые 2 и 4 – $m_x(H_0)$. Кривые 1 и 2 (сплошные линии) построены при $\delta H_c^{(me)} = 0$, кривые 3 и 4 (пунктир) – при $\delta H_c^{(me)} = 1000$ Э.

Из рисунка видно, что магнитоупругое взаимодействие увеличивает поле перехода на величину, равную $\delta H_c^{(me)}$. Все кривые проходят через одну и ту же точку, соответствующую равенству продольной и поперечной компонент вектора намагниченности: $m_x = m_z$, то есть отклонению вектора намагниченности от нормали к пластине на 45 градусов. В этом случае $m_{x,z}^{(e)} = \sqrt{2}/2$. При таком условии из уравнения (12) находим поле: $H_e = 2\sqrt{2} \pi M_0$, то есть $H_e = 1237,4$ Э.

До точки пересечения при $H_0 < H_e$ при наличии магнитоупругой связи нормальная компонента намагниченности m_z меньше таковой в отсутствие связи: кривая 4 проходит ниже кривой 2. При этом касательная компонента m_x соответственно больше: кривая 3 проходит выше кривой 1. Выше точки пересечения при $H_0 > H_e$ кривые меняются местами: при наличии магнитоупругой связи нормальная компонента намагниченности m_z становится меньше таковой в отсутствие связи (кривая 4 проходит выше

кривой 2), а касательная компонента m_x становится соответственно больше (кривая 3 проходит ниже кривой 1).

Такое взаимное расположение кривых можно понять, если учесть, что, как видно из (6), всегда $u_{xz} \leq 0$, то есть последнее слагаемое в выражении для плотности энергии (4) отрицательно и для минимизации энергии требует увеличения m_z . Это продолжается вплоть до поля перехода $H_c^{(me)}$, которое, в соответствии с (10) за счет магнитоупругого взаимодействия увеличивается на величину $\delta H_c^{(me)}$, что приводит к растяжению зависимостей $m_{x,z}(H_0)$ по горизонтали и пересечению их с подобными кривыми, соответствующими отсутствию магнитоупругой связи.

4. Уравнения движения

Для исследования свойств прецессии намагниченности второго порядка в магнитоупругой среде воспользуемся аппаратом, развитым в работах [9-16,26,27], модифицируя его с учетом магнитоупругости.

Так уравнения движения для намагниченности Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта имеют вид [9-16,26,27]:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right]; \quad (18)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{ex} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{ez} - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{ey} \right]; \quad (19)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{ey} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{ex} - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{ez} \right]; \quad (20)$$

где γ – гиромагнитная постоянная ($\gamma > 0$), α – параметр затухания прецессии намагниченности.

Расчет входящих в эти уравнения эффективных полей поведем в тех же предположениях, которые первоначально были приняты в работе [28], а также использовались в работах [9-16,26,27].

Во-первых, будем считать, что прецессия намагниченности в пластине является однородной, то есть от координат не зависит.

Во-вторых, предположим, что продольные колебания вдоль оси Oz с намагниченностью не связаны, то есть можно полагать $u_z = 0$.

Для расчета эффективных полей используем классическую формулу [1]:

$$\vec{H}_e = - \frac{1}{M_0} \frac{\partial U}{\partial \vec{m}}, \quad (21)$$

где U – плотность энергии, определяемая формулой (1).

Эффективные поля с учетом принятых предположений принимают вид:

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_x}{\partial z}; \quad (22)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_y}{\partial z}; \quad (23)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2}{M_0} \left(m_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial u_y}{\partial z} \right). \quad (24)$$

Уравнения для упругого смещения имеют вид:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = - 2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}; \quad (25)$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = - 2\beta \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}, \quad (26)$$

где β – параметр затухания упругих колебаний, ρ – плотность материала пластины.

Граничные условия на поверхностях пластины следующие:

$$c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_x m_z; \quad (27)$$

$$c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_y m_z. \quad (28)$$

Система (18)-(20), (25)-(26) с учетом (27)-(28) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка [24], рассматривалось развитие вынужденных колебаний намагниченности во времени, после чего полученные результаты использовались для построения параметрических прецессионных портретов.

5. Выбор основных параметров

Для более наглядного выявления приведенных далее зависимостей константа магнитоупругого взаимодействия была взята равной удвоенному значению таковой для ЖИГ [20], то есть: $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³. С той же целью намагниченность была положена равной $4\pi M_0 = 280$ Гс (ТбФГ).

Константа упругости всегда полагалась одной и той же: $c_{44} = 7,64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³. При таком выборе параметров получались следующие поля окончания ориентационных переходов (то есть выстраиванию вектора равновесной ориентации намагниченности в плоскости пластины), именуемые далее «критическими»: критическое поле перехода без магнитоупругости – $H_c^{(0)} = 280$ Э; критическое поле перехода с магнитоупругостью – $H_c^{(me)} = 291,4$ Э.

Остальные параметры по мере необходимости будут указываться в тексте.

6. Характер прецессии равновесия при поле в окрестностях перехода

Предварительная проверка показывает, что прецессия положения равновесия в окрестностях поля перехода ведет себя одинаковым образом, как в отсутствии магнитоупругости, так и при ее наличии. Поэтому рассмотрим

сначала случай при наличии магнитоупругого взаимодействия, чтобы на нем выявить характерные особенности как развития колебаний во времени, так и соответствующих прецессионных портретов.

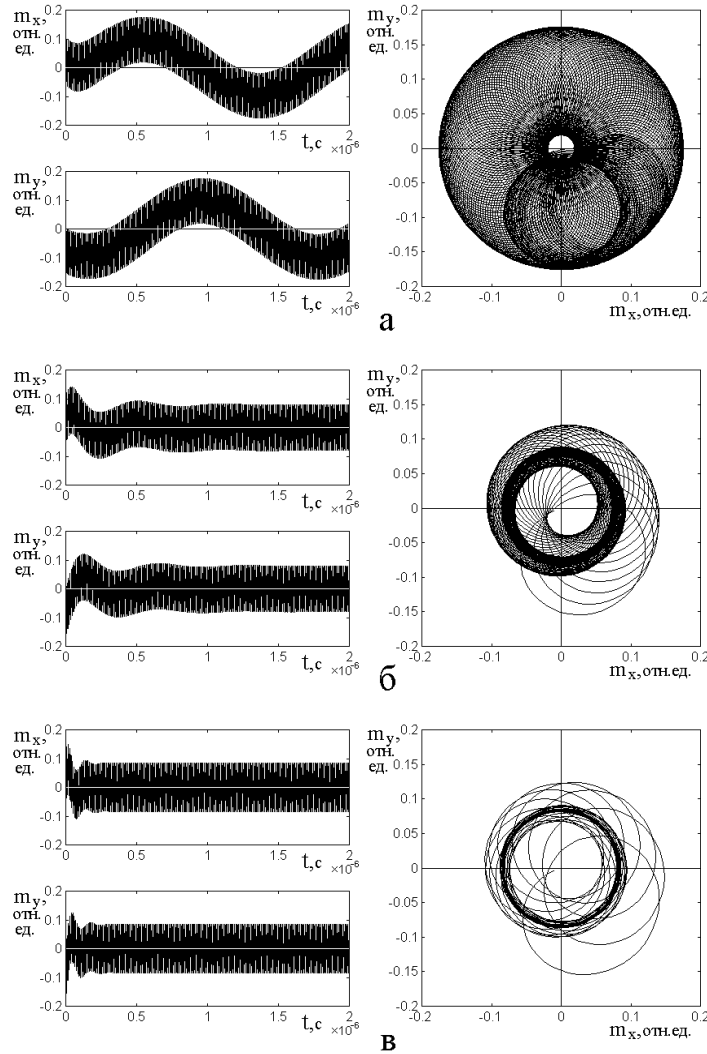


Рис. 4. Развитие колебаний во времени для компонент намагниченности m_x , m_y и соответствующие прецессионные портреты при различных значениях постоянного поля: а – 288 Э; б – 290 Э; в – 292 Э.

Параметры: $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³; $c_{44} = 7,64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³; $4\pi M_0 = 280$ Гс. Поле перехода $H_c^{(me)} = 291,4$ Э. Частота возбуждения – 100 МГц. Амплитуда переменного поля – 3 Э.

Обратимся к рис.4, где показано развитие колебаний во времени для компонент намагниченности m_x , m_y и соответствующие прецессионные

портреты при различных значениях постоянного поля: а – 288 Э; б – 290 Э; в – 292 Э. Критическое значение поля окончания ориентационного перехода с учетом магнитоупругого взаимодействия равно:

$$H_c^{(me)} = 4\pi M_0 + \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}}, \quad (29)$$

что соответствует 291,4 Э.

Таким образом, рисунок соответствует трем значениям поля:

а – поле меньше критического на достаточно большую величину (здесь – 3,4 Э);

б – поле меньше критического на малую величину (здесь – 1,4 Э);

в – поле больше критического на малую величину (здесь – 0,6 Э).

Из рисунка видно, что при поле меньшем критического (а) имеет место обычная прецессия положения равновесия, соответствующая режиму без охвата центра [10,11,16]. При поле, близком, но еще меньшем критического (б) прецессия положения равновесия еще происходит, но только на начальном участке времени до $1,2 \cdot 10^{-6}$ с, после чего полностью затухает и дальше продолжается обычная круговая прецессия намагниченности. Такой режим соответствует затухающей прецессии положения равновесия без охвата центра [10,11,16]. При поле большем критического (в) незначительные следы прецессии положения равновесия на самом начальном участке возбуждения (до $0,2 \cdot 10^{-6}$ с) еще сохраняются, что связано с установлением стационарного режима, после чего прецессия положения равновесия полностью отсутствует и остается только простая круговая прецессия намагниченности [10,11,16].

В случае отсутствия магнитоупругой связи поведение прецессии равновесия в окрестности перехода, то есть выше и ниже его, в первую очередь характер смены режимов, с точностью до небольших вариаций периода, полностью сохраняется.

7. Области различных режимов по полю

Итак, имеются два характерных поля перехода:

поле перехода в отсутствие магнитоупругой связи $H_c^{(0)}$;

поле перехода при наличии магнитоупругой связи $H_c^{(me)}$.

Критические значения полей переходов позволяют выделить по полю три характерных области, разделенные полями перехода.

Эти области следующие.

Область №1: $0 \leq H \leq H_c^{(0)}$. В этой области прецессия положения равновесия всегда имеет место, независимо от наличия или отсутствия магнитоупругой связи.

Область №2: $H_c^{(0)} \leq H \leq H_c^{(me)}$. В этой области прецессия положения равновесия имеет место только при наличии магнитоупругой связи, а в отсутствие такой связи отсутствует.

Область №3: $H_c^{(me)} \leq H < \infty$. В этой области прецессия положения равновесия всегда отсутствует, независимо от наличия или отсутствия магнитоупругой связи.

Рассмотрим режимы прецессии равновесия в этих областях более подробно.

8. Режимы при изменении поля

Рассмотрим режимы прецессии положения равновесия в приведенных выше областях. На следующих далее рис.5-8 верхняя пара рисунков (а) соответствует колебаниям без магнитоупругости – $B_2 = 0$, при этом критическое поле перехода $H_c^{(0)} = 280$ Э. Нижняя пара рисунков (б) соответствует колебаниям при наличии магнитоупругости – $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³, то есть критическое поле перехода $H_c^{(me)} = 291,4$ Э. Выделим четыре характерных режима, которые рассмотрим последовательно.

Режим №1 (рис.5). Докритический, как при отсутствии, так и при наличии магнитоупругой связи. Поле меньше как первого, так и второго критического поля на значительные величины.

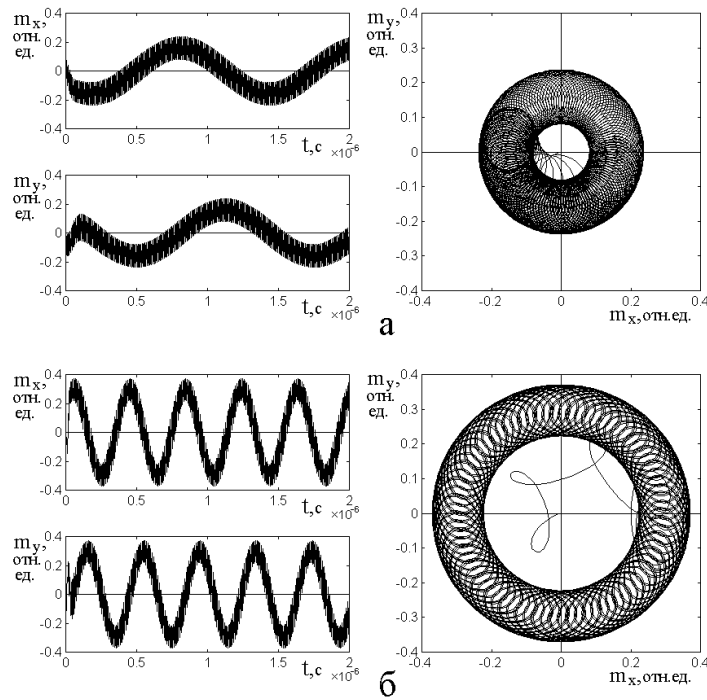


Рис.5. Развитие колебаний во времени и соответствующие прецессионные портреты при поле 275 Э и различных значениях константы магнитоупругости.
 а – $B_2 = 0$; б – $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

Из рисунка видно, что в обоих случаях имеет место хорошо развитая прецессия положения равновесия, причем период такой прецессии при наличии магнитоупругости значительно меньше периода прецессии в ее отсутствие.

Режим №2 (рис.6). Критический в отсутствие магнитоупругой связи и докритический при ее наличии. Поле меньше первого критического поля на малую величину и меньше второго на большую величину.

Из рисунка видно, что в первом случае, то есть в отсутствие магнитоупругой связи имеет место затухающая прецессия положения равновесия, причем период ее стремится к бесконечности. Во втором случае, то есть при наличии магнитоупругой связи имеет место хорошо развитая прецессия положения равновесия, причем период такой прецессии значительно меньше периода в прецессии в ее отсутствие.

Режим №3 (рис.7). Послекритический при отсутствии магнитоупругой связи и критический при ее наличии. Поле больше первого критического поля и меньше второго на малую величину.

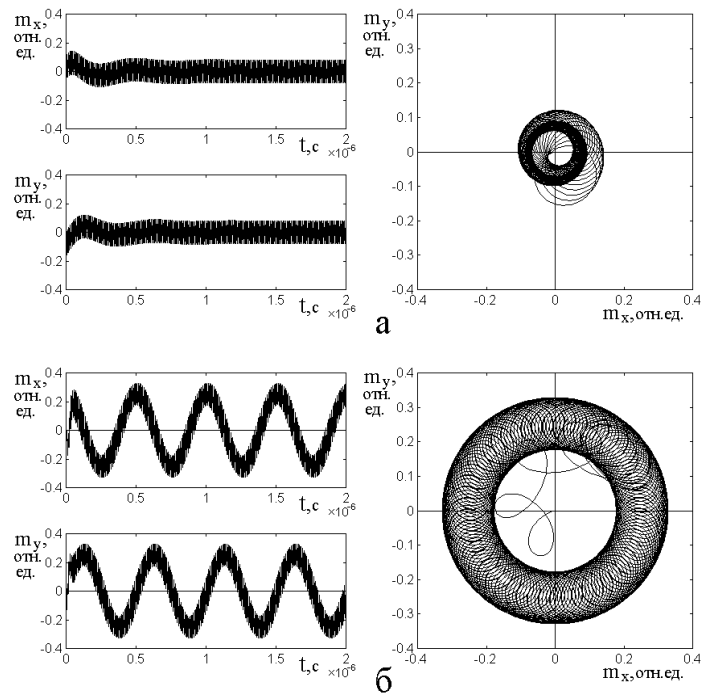


Рис.6. Развитие колебаний во времени и соответствующие прецессионные портреты при поле 279 Э и различных значениях константы магнитоупругости.

а – $B_2 = 0$; б – $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

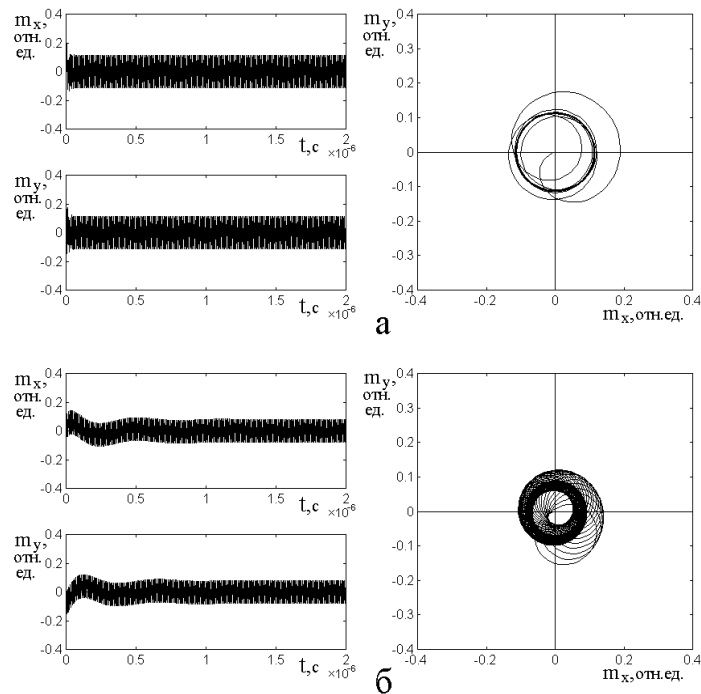


Рис.7. Развитие колебаний во времени и соответствующие прецессионные портреты при поле 290 Э и различных значениях константы магнитоупругости.

а – $B_2 = 0$; б – $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

Из рисунка видно, что в первом случае, то есть в отсутствие магнитоупругой связи прецессия положения равновесия полностью отсутствует, так что имеет место простая круговая прецессия. Во втором случае, то есть при наличии магнитоупругой связи имеет место затухающая прецессия положения равновесия, причем период такой прецессии стремится к бесконечности.

Режим №4 (рис.8). Послекритический, как при отсутствии магнитоупругой связи, так и при ее наличии. Поле больше как первого, так и второго критического поля на большую величину.

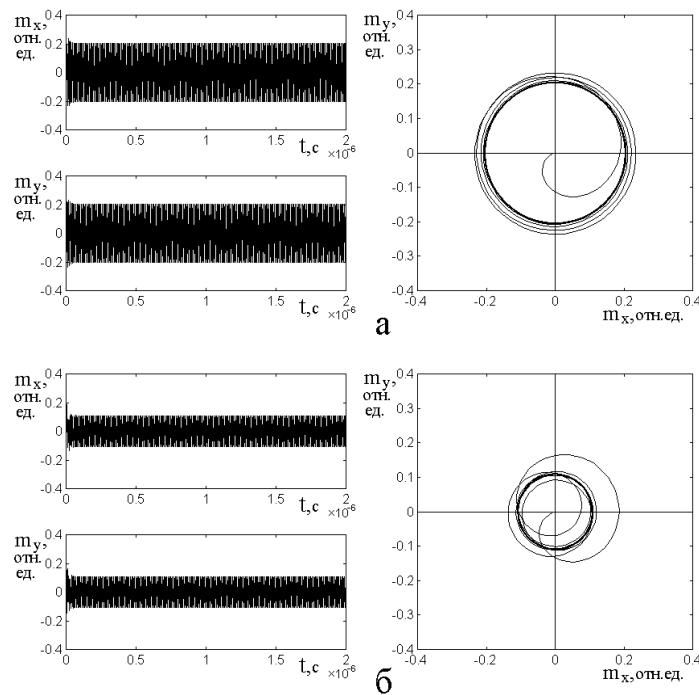


Рис.8. Развитие колебаний во времени и соответствующие прецессионные портреты при поле 300 Э и различных значениях константы магнитоупругости.

а – $B_2 = 0$; б – $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

Из рисунка видно, что как в первом случае, то есть в отсутствие магнитоупругой связи, так и во втором случае, то есть при ее наличии, прецессия положения равновесия полностью отсутствует и имеет место простая круговая прецессия.

9. Период прецессии положения равновесия при изменении поля

Рассмотрим сначала, как меняется период прецессии положения равновесия при изменении постоянного поля, для чего обратимся к рис.9, где

такие зависимости приведены в отсутствие магнитоупругой связи (1) и при ее наличии (2). Стрелками на горизонтальной оси отмечены критические поля переходов: без магнитоупругости, то есть $H_c^{(e)} = 280$ Э и при ее наличии, то есть $H_c^{(m)} = 291,4$ Э.

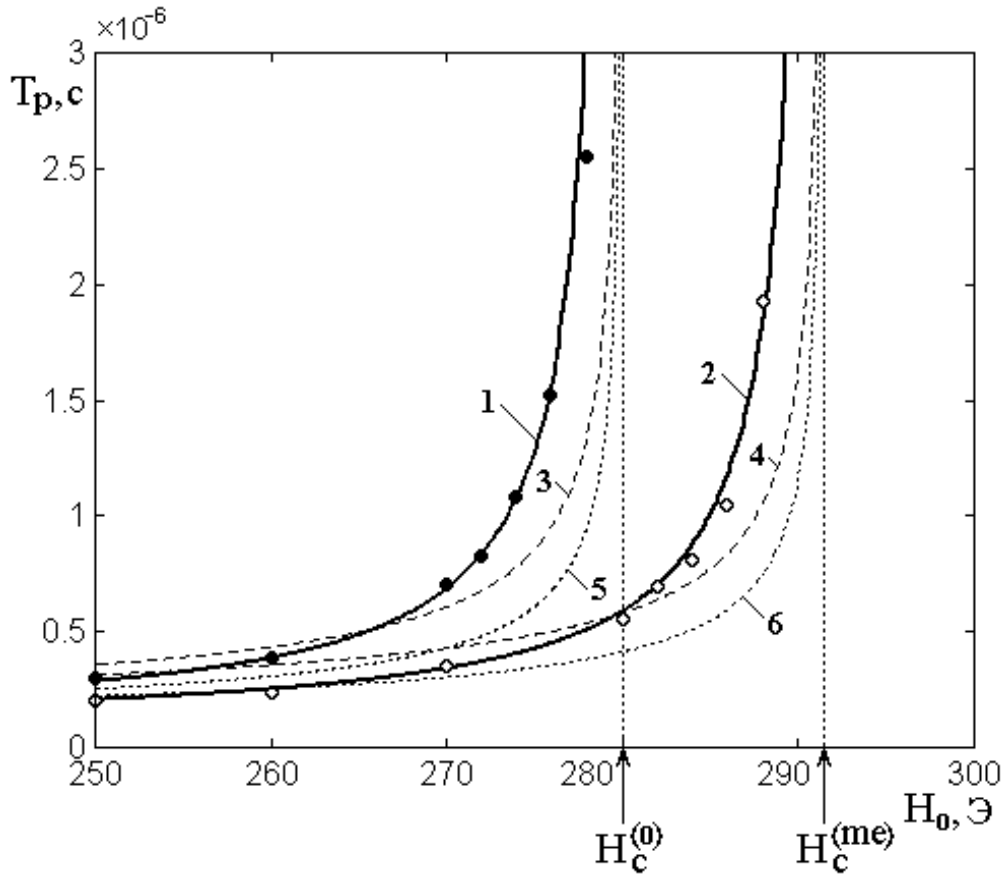


Рис. 9. Зависимости периода прецессии положения равновесия от постоянного поля в отсутствие магнитоупругой связи (1) и при ее наличии (2). Точки – результаты машинного эксперимента.

1, 3, 5 – колебания без магнитоупругости: $B_2 = 0$.

2, 4, 6 – колебания при наличии магнитоупругости: $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

Из рисунка видно, что в обоих случаях период прецессии равновесия при увеличении поля увеличивается. При этом рост периода вдали от поля перехода, в первом случае до 270 Э, во втором – до 280 Э довольно плавный, после чего по мере приближения к полю перехода резко увеличивается тем быстрее, чем переход ближе. Вблизи перехода оба периода устремляются к бесконечности.

Зависимости 1 и 2 довольно хорошо приближаются законом обратной пропорциональности.

Кривая 1 построена по эмпирической формуле:

$$T_p = 3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{2}{H_c^{(0)} - H_0} + 0.035 \right), \quad (30)$$

где поле измеряется в эрстедах, а период в секундах.

Кривая 2 построена по эмпирической формуле:

$$T_p = 3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{2}{H_c^{(me)} - H_0} + 0.020 \right), \quad (31)$$

где поле измеряется в эрстедах, а период в секундах.

Из рисунка видно хорошее совпадение обеих кривых с наблюдаемыми точками, полученными в результате прямого машинного эксперимента.

Следует заметить однако, что в работах [9,10,16] для зависимости периода прецессии от поля предложена другая формула:

$$T_p = \frac{A}{h^2 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{4\pi M_0} \right)^2}}, \quad (32)$$

где параметр A вдали от перехода равен 1,45, а вблизи перехода уменьшается до 1,03, причем для получения периода в секундах эта формула должно быть умножена на 10^{-6} . Здесь величина $4\pi M_0$ играет роль поля перехода $H_c^{(0)} = 280$ Э, то есть в среде с магнитоупругостью она должна быть заменена на $H_c^{(me)} = 291,4$ Э.

Для сравнения с формулами (30) и (31), на рис.9 приведены зависимости 3-6, построенные по формуле (32). Кривые 3 и 4 (пунктирные) соответствуют $A = 1,45$, кривые 5 и 6 (точечные) соответствуют $A = 1,03$.

Видно, что те и другие описывают экспериментальные точки с довольно близким приближением. Однако в обоих случаях они вблизи поля перехода

подходят несколько ближе к полю перехода (на 3-4 Э), чем кривые 1 и 2. При этом кривые 3 и 4, соответствующие $A = 1,45$, ближе подходят к экспериментальным точкам, чем кривые 5 и 6, соответствующие $A = 1,03$. То есть можно полагать, что значение $A = 1,45$ лучше описывают действительность, чем значение $A = 1,03$, что несколько противоречит данным, приведенным в цитированных выше работах.

С другой стороны, формула (32) получена на основе векторной модели [9,10,16], тогда как формулы (30) и (31) получены чисто эмпирически. Тем не менее, их лучшее совпадение с экспериментальными точками говорит о целесообразности дальнейшего совершенствования векторной модели, положенной в основу формулы (32), что авторы оставляют в качестве предмета для более подробных исследований.

10. Зависимость размаха прецессии от поля

Рассмотрим поведение прецессионного портрета при изменении постоянного поля в окрестности перехода. Сначала обратимся к зависимости от поля внешнего кольца прецессионного портрета, отражающего амплитуду прецессии равновесия в целом. Соответствующие зависимости для случаев отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия приведены на рис.10. Стрелками на горизонтальной оси отмечены критические поля переходов: без магнитоупругости – $H_c^{(e)} = 280$ Э и при ее наличии – $H_c^{(m)} = 291,4$ Э. По вертикальной оси отложены нормированные амплитуды колебаний намагниченности обеих компонент, соответствующие внешним радиусам большого кольца прецессионного портрета.

Из рисунка можно видеть, что в обоих случаях до поля перехода по мере увеличения поля амплитуда прецессии равновесия уменьшается. Такое уменьшение соответствует уменьшению поперечной составляющей стационарного равновесного положения вектора намагниченности, показанное на рис.3. Минимальное значение амплитуда прецессии принимает при поле перехода, когда вектор намагниченности выстраивается точно вдоль поля. При дальнейшем увеличении поля положение равновесия далее не прецессирует, а

остается ориентированным точно вдоль поля. То есть приведенные на рисунке участки кривых, расположенные выше поля перехода, соответствуют амплитуде простой круговой прецессии вокруг направления постоянного поля.

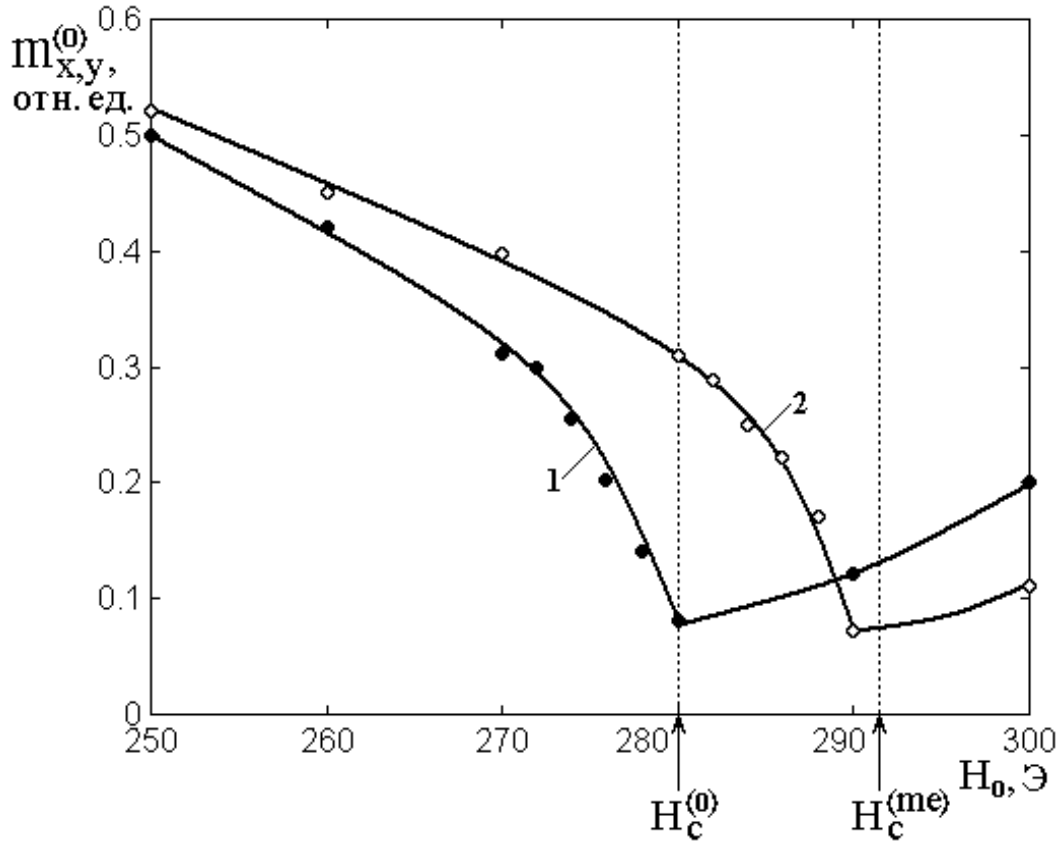


Рис.10. Зависимости внешнего радиуса большого кольца прецессионного портрета от постоянного поля в отсутствие магнитоупругой связи (1) и при ее наличии (2). Кривые проведены, исходя из максимальной близости к точкам.

1 – колебания без магнитоупругости – $B_2 = 0$.

2 – колебания при наличии магнитоупругости – $B_2 = 13,92 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-3}$.

Пока прецессия равновесия еще существует, представляет интерес проследить за шириной образующей большого кольца прецессионного портрета, то есть диаметром малого кольца. Соответствующие зависимости для обоих случаев перехода показаны на рис.11.

Из рисунка видно, что ширина большого кольца прецессионного портрета при поле, меньшем поля перехода, меняется мало. Некоторый разброс точек обусловлен небольшими вариациями прецессионного портрета при изменении частоты прецессии. При подходе к полю перехода ширина большого кольца

резко падает, его середина закрывается, то есть режим без охвата центра переходит в режим с охватом центра, так что большое кольцо трансформируется в простую круговую прецессию. При этом понятие ширины большого кольца теряет смысл, так что соответствующие точки на рисунке просто сведены к нулю.

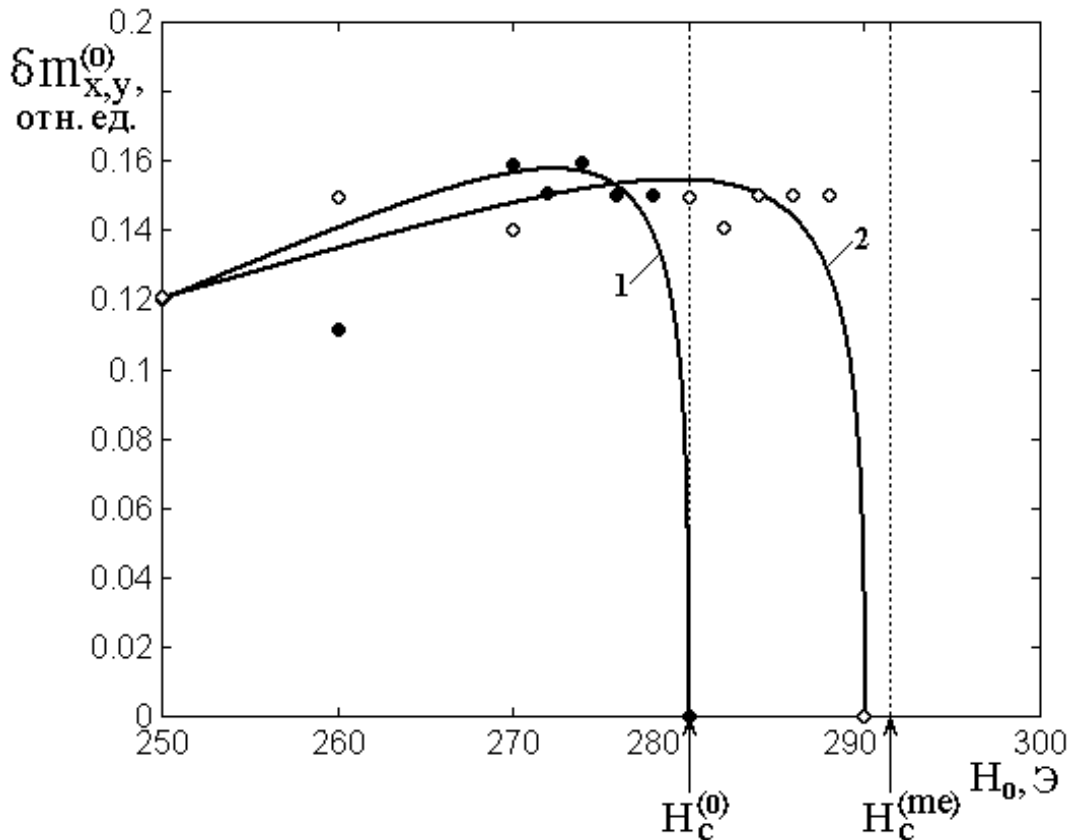


Рис.11. Зависимости ширины большого кольца прецессионного портрета от постоянного поля в отсутствие магнитоупругой связи (1) и при ее наличии (2). Кривые проведены, исходя из максимальной близости к точкам. Все параметры – те же, что на рис.10.

11. Колебания намагниченности при поле, превышающем поле перехода

Вернемся теперь к рассмотрению рис.10, точнее – к его правой части, где кривые 1 и 2 выше поля перехода несколько повышаются. Контрольная проверка показала, что такое повышение обусловлено резонансными свойствами прецессии намагниченности в режиме простой круговой прецессии. Рассмотрим этот случай более подробно, в том числе оценим роль затухания.

Резонансные свойства ФМР определяются зависимостью компонент тензора магнитной проницаемости от частоты или поля. В данной задаче частота задана и равна 100 МГц, а поле меняется, то есть следует рассматривать зависимость компонент тензора проницаемости от поля.

Согласно [1,26,27], компоненты тензора проницаемости в линейном приближении имеют вид:

$$\mu = \frac{(\Omega_H^2 - \Omega^2)(\Omega_H^2 - \Omega^2 + \Omega_H)}{RS} - i\alpha \frac{\Omega(\Omega_H^2 + \Omega^2)}{RS}. \quad (33)$$

$$\mu_a = \frac{\Omega(\Omega_H^2 - \Omega^2)}{RS} - i\alpha \frac{2\Omega^2 \Omega_H}{RS}, \quad (34)$$

где RS определяется выражением:

$$RS = (\Omega_H^2 - \Omega^2)^2 + \alpha^2 (2\Omega\Omega_H)^2, \quad (35)$$

а для частоты и поля введены нормированные обозначения:

$$\Omega = \frac{\omega}{4\pi\gamma M_0}; \quad (36)$$

$$\Omega_H = \frac{H_0}{4\pi M_0}. \quad (37)$$

Максимум проницаемости, то есть условие ФМР, определяется минимумом выражения RS . Найдем минимум из условия экстремума.

Дифференцируя по Ω_H и приравнивая производную к нулю, получаем:

$$\Omega_H = \Omega \sqrt{1 - 2\alpha^2}, \quad (38)$$

откуда получаем резонансную добавку к полю, отсчитываемую от поля перехода:

$$H_D = \frac{f}{\gamma_f} \sqrt{1 - 2\alpha^2}. \quad (39)$$

При принятых параметрах задачи эта добавка равна 32,34 Э.

Таким образом, резонансные поля с учетом затухания приобретают следующий вид.

Резонансное поле в отсутствие магнитоупругости:

$$H_r^{(0)} = H_c^{(0)} + H_D; \quad (40)$$

или:

$$H_r^{(0)} = 4\pi M_0 + \frac{f}{\gamma_f} \sqrt{1 - 2\alpha^2}. \quad (41)$$

Резонансное поле при наличии магнитоупругости:

$$H_r^{(me)} = H_c^{(me)} + H_D, \quad (42)$$

или:

$$H_r^{(me)} = 4\pi M_0 + \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} + \frac{f}{\gamma_f} \sqrt{1 - 2\alpha^2}. \quad (43)$$

При принятых параметрах задачи (а также при $\alpha = 0,3$), эти поля равны соответственно: $H_r^{(0)} = 312,3$ Э, $H_r^{(me)} = 323,7$ Э.

Обратимся к рис.12, где показаны зависимости амплитуды поперечных компонент намагниченности от величины продольного поля в отсутствие (1) и при наличии (2) магнитоупругой связи. Поля, соответствующие $H_r^{(0)}$ и $H_r^{(me)}$, приведены на рисунке вертикальными точечными линиям. Эти поля отмечены стрелками на горизонтальной оси. Точки – результаты машинного эксперимента. Кривые проведены, исходя из максимального соответствия точкам.

Из рисунка видно, что формулы (40)-(41) и (42)-(43) довольно близко соответствуют максимумам наблюдаемых зависимостей. Некоторый сдвиг обеих кривых в сторону меньших полей на 2-3 Э, по-видимому, можно считать обусловленным недостаточной точностью измерения амплитуды прецессии вблизи резонанса. Однако следует отметить, что такой сдвиг составляет менее 1%, то есть предложенную модель можно считать вполне удовлетворительной.

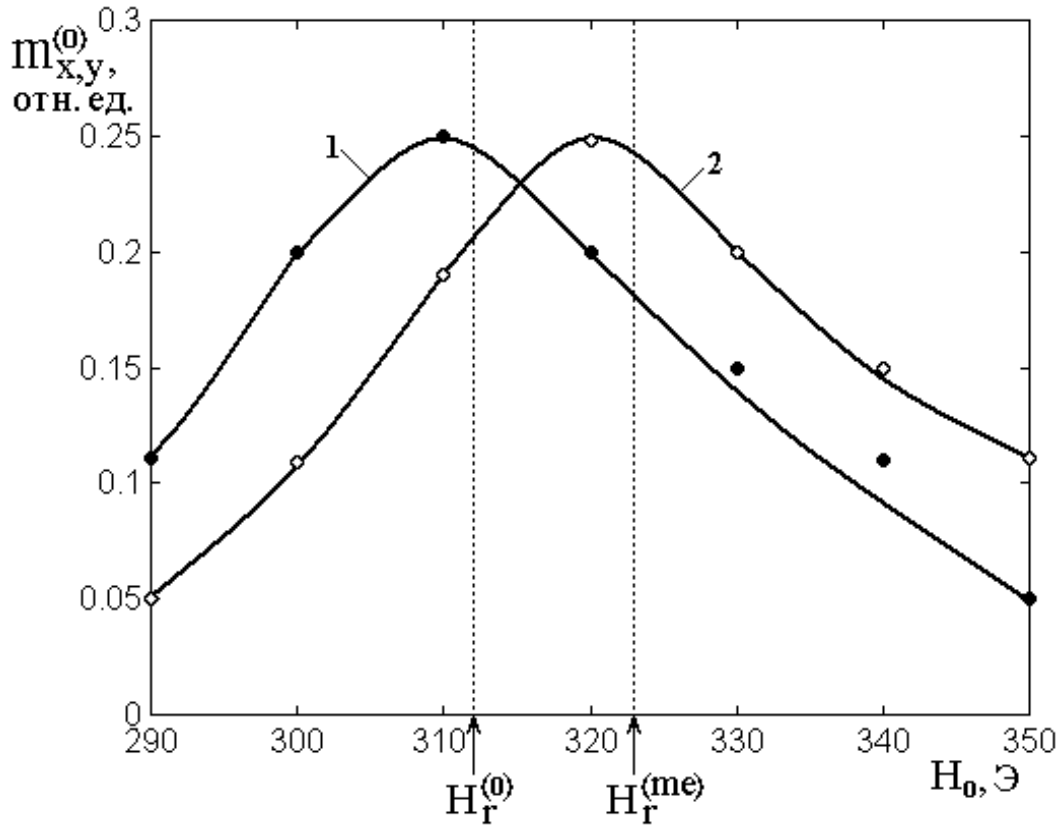


Рис.12. Зависимости амплитуды поперечных компонент намагниченности от величины продольного поля в отсутствие (1) и при наличии (2) магнитоупругой связи. Все параметры – те же, что на рис.10.

1 – колебания в отсутствие магнитоупругой связи – $B_2 = 0$.

2 – колебания при наличии магнитоупругой связи – $B_2 = 13,92 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

Заключение

Рассмотрена вынужденная нелинейная прецессия вектора намагниченности в нормально намагниченной ферритовой пластине, обладающей магнитоупругими свойствами. Показано, что в условиях ориентационного перехода переменное поле круговой поляризации вызывает прецессию положения равновесия вектора намагниченности, причем за счет магнитоупругости свойства такой прецессии существенно изменяются.

Подробно рассмотрен ориентационный переход вектора намагниченности, состоящий в изменении положения равновесия этого вектора при изменении величины постоянного поля. Путем минимизации плотности энергии для случая кубической анизотропии с ориентацией типа (100),

получена система уравнений третьего порядка относительно компонент намагниченности и упругого смещения, описывающая равновесное положение вектора намагниченности. На основе решения полученной системы методом Кардано показано, что в принятых условиях ориентационный переход, начинаясь с ориентации намагниченности в плоскости пластины, заканчивается точным выстраиванием вектора намагниченности вдоль направления поля, то есть перпендикулярно плоскости пластины.

Показано, что магнитоупругое взаимодействие приводит к увеличению поля окончания ориентационного перехода на величину, прямо пропорциональную квадрату константы магнитоупругого взаимодействия и обратно пропорциональную намагниченности насыщения и константе упругости. Отмечено, что для типичных значений параметров материала, такого как железиттриевый и тербиевый ферриты-гаранты, величина добавки к полю окончания перехода может достигать величины, сравнимой с полем окончания перехода в отсутствие магнитоупругого взаимодействия.

Рассмотрена прецессия положения равновесия в условиях ориентационного перехода в случаях отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия. Показано, что необходимым условием возбуждения такой прецессии является величина постоянного поля, меньшая значения поля окончания перехода.

Период такой прецессии значительно меньше периода возбуждающего переменного поля.

Показано, что при поле достаточно меньшем, чем поле перехода, параметрический портрет прецессии положения равновесия имеет вид большого кольца, заполненного по образующей малыми кольцами, что соответствует режиму незатухающей прецессии без охвата центра. При поле, меньшем, но близком к полю перехода имеет место режим затухающей прецессии без охвата центра. При поле, большем поля перехода имеет место режим простой круговой прецессии.

Выявлены три характерные области допустимого изменения поля: первая, когда поле меньше значения, соответствующего окончанию перехода в отсутствие магнитоупругости, вторая, когда поле превышает поле перехода в отсутствие поля перехода без магнитоупругости, но остается меньшим поля перехода в присутствии магнитоупругости, третья, когда поле превышает поле перехода при наличии магнитоупругого взаимодействия.

На основе анализа развития колебаний во времени и конфигурации прецессионных портретов при увеличении поля выявлены четыре последовательно сменяющие друг друга характерных режима прецессии.

Режим №1 – докритический, как при отсутствии, так и при наличии магнитоупругой связи.

Режим №2 – критический в отсутствие магнитоупругой связи и докритический при ее наличии.

Режим №3 – послекритический при отсутствии магнитоупругой связи и критический при ее наличии.

Режим №4 – послекритический, как при отсутствии магнитоупругой связи, так и при ее наличии.

Рассмотрены зависимости периода прецессии положения равновесия от постоянного поля в отсутствие магнитоупругой связи и при ее наличии. Показано, что в обоих случаях период прецессии равновесия при увеличении поля увеличивается тем быстрее, чем переход становится ближе. Вблизи перехода оба периода устремляются к бесконечности. Предложены две эмпирические формулы, описывающие полученные зависимости на основе закона обратной пропорциональности с точностью до единиц процентов. Выполнено сравнение полученных зависимостей с формулой, построенной на основе векторной модели, согласно которой период прецессии обратно пропорционален квадратичной корневой зависимости от поля. Показано, что квадратичная зависимость дает несколько (на 2-3 %) завышенные по полю значения, в связи с чем сделан вывод о необходимости совершенствования

векторной модели с целью улучшения ее согласования с эмпирическими формулами.

Исследованы колебания намагниченности при поле, превышающем поле перехода, то есть в режиме простой круговой прецессии. Отмечено, что сразу за пределами поля перехода амплитуда колебаний по мере увеличения поля несколько повышается. Показано, что такое повышение обусловлено резонансными свойствами прецессии намагниченности в режиме простой круговой прецессии. Для случаев отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия найдены резонансные частоты с учетом затухания прецессии в процессе колебаний. Показано, что затухание прецессии приводит к увеличению ее полей, соответствующих резонансным частотам. Найдены резонансные поля для случаев отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия. Показано, что полученные значения полей в обоих случаях соответствуют наблюдаемым резонансным зависимостям с точностью порядка 1%.

Работа выполнена при финансовой поддержке за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-22-00279).

Численный расчет развития колебаний во времени выполнен за счет гранта РФФИ (проект №17-02-01138-а).

Литература

1. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит. 1994.
2. Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука. 1971.
3. Temiryazev A.G., Tikhomirova M.P., Zilberman P.E. "Exchange" spin waves in nonuniform yttrium iron garnet films. // J. Appl. Phys. 1994. V.76. №12. P.5586.

4. Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П. Возбуждение и распространение обменных спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната. // ЖЭТФ. 1995. Т.108. №1. С.281.

5. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П. Основная мода нелинейного спин-волнового резонанса в нормально намагниченных ферритовых пленках. // ФТТ. 2000 Т.42. №6. С.1062.

6. Gerrits Th., Schneider M.L., Kos A.B., Silva T.J. Large-angle magnetization dynamics measured by time-resolved ferromagnetic resonance. // Phys.Rev.B, 2006, v.73, №9, p.094454(7).

7. Семенцов Д.И., Шутый А.М. Нелинейная регулярная и стохастическая динамика намагниченности в тонкопленочных структурах. // УФН. 2007. Т.177. №8. С.831.

8. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука. 1979.

9. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Вынужденная нелинейная прецессия вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2011. Т.56. №1. С.84.

10. Власов В.С., Котов Л.Н., Щеглов В.И. Нелинейная прецессия вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода. Сыктывкар: ИПО СыктГУ. 2013.

11. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Мультирежимный характер нелинейной прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2011. Т.56. №9. С.1120.

12. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Несимметричная вынужденная нелинейная прецессия намагниченности в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2011. Т.56. №6. С.719.

13. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Несимметричное возбуждение прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2012. Т.57. №5. С.501.

14. Власов В.С., Кирушев М.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Прецессия намагниченности второго порядка в анизотропной среде. Часть 1. Одноосная анизотропия. // РЭ. 2013. Т.58. №8. С.806.
15. Власов В.С., Кирушев М.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Прецессия намагниченности второго порядка в анизотропной среде. II. Кубическая анизотропия. // РЭ. 2013. Т.58. №9. С.857.
16. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.
17. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2010. Т.55. №6. С.689.
18. Власов В.С., Кирушев М.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Прецессия намагниченности второго порядка в магнитоупругой среде. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал], 2015, №4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr15/16/text.pdf>.
19. Власов В.С., Кирушев М.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Стационарные режимы прецессии намагниченности второго порядка в среде с магнитоупругими свойствами. // Материалы XXIII Всероссийской конференции «Электромагнитное поле и материалы». М.: ИНФРА-М. 2015. С.217.
20. Ле-Кроу Р., Комсток Р. Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках. // В кн.: У. Мэзон (ред.): Физическая акустика. Т.3Б. Динамика решетки. М.: Мир. 1968. С.156.
21. Беляева О.Ю., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Магнитоакустика ферритов и магнитоакустический резонанс. // УФН. 1992. Т.162. №2. С.107.
22. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука. 1991.
23. Сушкевич А.К. Основы высшей алгебры. М., Л.: Гос. изд. техн.-теор. лит. 1941.

24. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1973.

25. Физическая энциклопедия. Т.2. С.428. Статья “Композиционные материалы”. М.: Сов. Энциклопедия. 1990.

26. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит. 2016.

27. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах. М.: Физматлит. 2017.

28. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // РЭ. 2009. Т.54. №7. С.863.

Для цитирования:

В. С. Власов, М. Ю. Дианов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. Влияние магнитоупругого взаимодействия на прецессию положения равновесия в нормально намагниченной ферритовой пластине. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 10. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/oct18/1/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2018.10.1