

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.4.9>

УДК: 537.874; 537.624

ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В СХЕМЕ МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

В.С.Власов¹, В.И.Щеглов²

¹ Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина
167001, Сыктывкар, Октябрьский просп., 55

² Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

Статья поступила в редакцию 14 января 2025 г.

Аннотация. Рассмотрена задача о возбуждении упругих колебаний в схеме магнитострикционного преобразователя, рабочий элемент которого находится в условиях ориентационного перехода. Рассмотрены колебания намагниченности и упругого смещения в полях выше и ниже поля ориентационного перехода. Показано, что в случае большой толщины амплитуда упругих колебаний в поле ниже ориентационного перехода может превышать амплитуду тех же колебаний при малой толщине в десятки раз. На основании модели прецессии положения равновесия намагниченности в поле ниже ориентационного перехода построена векторная модель формирования колебаний упругого смещения. Для интерпретации зависимостей упругого смещения от постоянного и переменного полей формы кривой на основе векторной модели получена формула, описывающая наблюдаемые зависимости с точностью не хуже 10 %. Показано, что при толщине пластины, превышающей определенное критическое значение, рост амплитуды колебаний по мере увеличения толщины прекращается, амплитуда резко падает, стремясь к малому стационарному

значению. Установлено, что наблюдаемые явления обусловлены дополнительным ориентационным переходом намагниченности от направления, определяемого постоянным полем, к направлению, близкому к плоскости пластины. Выполнено сравнение рассмотренных явлений с традиционным возбуждением упругих колебаний в сходных условиях. Показано, что увеличение толщины пластины в 90 раз и уменьшение постоянного поля в 2,29 раз позволяет увеличить амплитуду упругого смещения в 354,16 раз при уменьшении частоты почти в 10^6 раз.

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

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Автор для переписки: Щеглов Владимир Игнатьевич, vshcheg@cplire.ru

Введение

Возбуждение ультразвуковых колебаний с помощью магнестрикционных преобразователей издавна привлекает внимание исследователей [1-4]. Среди традиционных областей применения можно упомянуть гидроакустику, дефектоскопию, обработку материалов, медицинскую диагностику и активное воздействие на биологические ткани. В области обработки информации следует отметить акустоэлектронику, где высокая механическая добротность ферритовых резонаторов (до 10^7 при использовании железоиттриевого граната (ЖИГ) [5]) позволяет создать высокоэффективные устройства обработки информации в диапазоне СВЧ (до 10 ГГц и выше). В последнее время развиваются работы по сверхбыстрой магнитоакустике, где под действием фемтосекундного лазера возбуждаются упругие, магнитоэластические и обменные волны [6,7].

Во многих практических случаях требуется возбуждение упругих колебаний с достаточно большой амплитудой, что в преобразователях на ЖИГ достигается возбуждением прецессии намагниченности в нелинейном

режиме [8-11]. При этом амплитуда колебаний ограничивается довольно небольшим отклонением прецессирующего вектора намагниченности от направления постоянного поля, не более нескольких градусов, что лимитируется условием возбуждения ферромагнитного резонанса.

В то же время, намагничивание материала в условиях ориентационного перехода позволяет отклонять намагниченность на десятки градусов, вплоть до полной переориентации [12,13]. Прецессия намагниченности в условиях ориентационного перехода приобретает характер прецессии равновесного положения намагниченности, угол разворота магнитного вектора при которой может достигать 90 градусов [14-17]. Однако большинство работ по прецессии положения равновесия, кроме небольших исключений [18-21], ограничиваются рассмотрением только магнитных колебаний. Настоящая работа посвящена исследованию в этих условиях именно упругих колебаний с целью определения их амплитудных и частотных свойств.

1. Общая геометрия задачи

Будем рассматривать задачу в геометрии классической схемы магнитострикционного преобразователя, совпадающей с принятой в работе [8]. Общая схема геометрии показана на рис. 1.

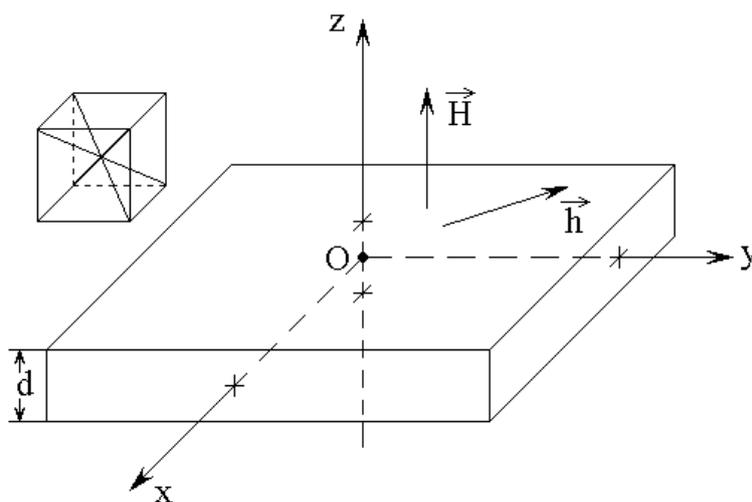


Рис. 1. Общая геометрия задачи.

В основе задачи лежит пластина (пленка) толщины d , обладающая магнитоупругими свойствами при кубической симметрии, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость Oxy которой совпадает с плоскостью пластины, а ось Oz этой плоскости перпендикулярна. Начало системы координат, точка O находится на середине толщины пластины, так что поверхности пластины по z соответствуют координатам $\pm d/2$. Постоянное поле \vec{H} перпендикулярно плоскости пластины, то есть направлено вдоль оси Oz . Переменное поле \vec{h} параллельно плоскости пластины, то есть имеет компоненты h_x и h_y .

В отсутствие возбуждения (переменного поля) на намагниченность действуют два поля: поле размагничивания пластины, стремящееся уложить намагниченность в плоскость и внешнее постоянное поле, перпендикулярное плоскости пластины, стремящееся вывернуть намагниченность из плоскости пластины и установить ее перпендикулярно этой плоскости. Оба поля от времени не зависят, поэтому в результате их совместного действия формируется равновесная ориентация намагниченности.

Для таких равновесных условий на рис. 2 показана схема зависимостей нормированных на M_0 компонент намагниченности от постоянного поля H_0 , где M_0 – намагниченность насыщения материала пластины.

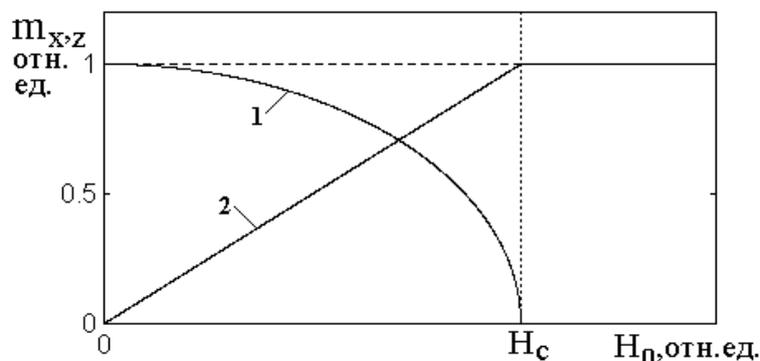


Рис. 2. Зависимости компонент намагниченности от постоянного поля. 1 – m_x ; 2 – m_z ; зависимость для компоненты m_y аналогична кривой 1.

H_c – поле ориентационного перехода.

Подробное построение этих зависимостей, в том числе с учетом магнитоупругого взаимодействия, можно найти в работах [12,13]. Здесь же отметим лишь, что без учета магнитоупругости зависимость компоненты m_x от поля (кривая 1) определяется формулой:

$$m_x = \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{H_c}\right)^2}, \quad (1)$$

а зависимость компоненты m_z от поля (кривая 2) определяется формулой:

$$m_z = \frac{H_0}{H_c}, \quad (2)$$

где поле ориентационного перехода, определяемое размагничиванием формы пластины, равно:

$$H_c = 4\pi M_0. \quad (3)$$

Магнитоупругое взаимодействие вносит в эти формулы определенные поправки, подробно рассмотренные в работах [12,13]. Там же показано, что при принятых здесь значениях параметров эти поправки меньше поля перехода на один-два прядка, поэтому далее подробно не рассматриваются.

2. Математический аппарат задачи

Математический аппарат задачи сходен с приведенным в работе [8]. Рассмотрение проводится на основе уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности в совокупности с уравнениями движения для упругого смещения. Уравнения для намагниченности имеют вид:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \cdot \left[(m_y + \alpha m_x m_z) \cdot H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) \cdot H_{ey} - \right. \\ \left. - \alpha \cdot (m_y^2 + m_z^2) \cdot H_{ex} \right]; \quad (4)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \cdot \left[(m_z + \alpha m_y m_x) \cdot H_{ex} - (m_x - \alpha m_z m_y) \cdot H_{ez} - \right. \\ \left. - \alpha \cdot (m_z^2 + m_x^2) \cdot H_{ey} \right]; \quad (5)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \cdot \left[(m_x + \alpha m_z m_y) \cdot H_{ey} - (m_y - \alpha m_x m_z) \cdot H_{ex} - \right. \\ \left. - \alpha \cdot (m_x^2 + m_y^2) \cdot H_{ez} \right]; \quad (6)$$

эффективные поля:

$$H_{ex} = -\frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + h_x; \quad (7)$$

$$H_{ey} = -\frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + h_y; \quad (8)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2}{M_0} \left(m_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial u_y}{\partial z} \right). \quad (9)$$

Уравнения для упругого смещения имеют вид:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}; \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}. \quad (11)$$

Граничные условия имеют вид:

$$c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_x m_z; \quad (12)$$

$$c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_y m_z, \quad (13)$$

где $m_{x,y,z}$ – намагниченность, нормированная на намагниченность насыщения M_0 , γ – гиромагнитная постоянная ($\gamma > 0$), α – параметр затухания прецессии намагниченности, $u_{x,y}$ – компоненты упругого смещения, β – параметр затухания упругих колебаний, c_{44} – постоянная упругости, ρ – плотность материала пленки, d – толщина пленки, B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия.

Переменное поле имеет круговую поляризацию, так что:

$$h_x = h_0 \sin(2\pi F_0 t); \quad (14)$$

$$h_y = -h_0 \cos(2\pi F_0 t), \quad (15)$$

где F_0 – частота возбуждения.

Подобно [8], система (4)-(13) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Процедура решения подробно описана в работе [8].

3. Режимы прецессии при различных значениях постоянного поля относительно поля перехода

В зависимости от величины постоянного поля принципиально различными являются два режима колебаний намагниченности.

Первый – когда постоянное поле больше поля ориентационного перехода, то есть при $H_0 > H_c$. При этом, как можно видеть из рис. 2, в равновесном состоянии намагниченность ориентирована точно вдоль постоянного поля, то есть вдоль оси Oz , то есть $m_z = 1$, $m_x = 0$. Прецессия намагниченности под действием переменного поля (14)-(15) происходит по конусу с осью вдоль Oz . Амплитуда прецессии, то есть максимальные значения компонент m_x и m_y определяется амплитудой поля возбуждения h_0 . Далее будем называть этот режим «простой прецессией».

Второй – когда постоянное поле меньше поля ориентационного перехода, то есть при $H_0 < H_c$. При этом, как можно видеть из рис. 2, в равновесном состоянии намагниченность ориентирован под углом относительно постоянного поля, то есть между осями Ox и Oz , так что компоненты намагниченности определяются формулами (1) и (2). В этом случае под действием переменного поля (14)-(15) равновесное положение вектора намагниченности прецессирует по конусу вокруг оси Oz . Амплитуда такой прецессии положения равновесия определяется величиной отклонения намагниченности от оси Oz , угол которого θ_p , в соответствии с формулой (1), имеет вид:

$$\theta_p = \arcsin \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{H_c} \right)^2} \right\}. \quad (16)$$

Можно видеть, что эта амплитуда определяется в первую очередь не столько амплитудой переменного поля, сколько величиной отклонения равновесной намагниченности от оси Oz . Частота прецессии равновесия значительно ниже (на порядок и более) частоты возбуждения, то есть период обращения положения равновесия вокруг оси Oz значительно больше периода возбуждения. Прецессия равновесия сопровождается налагаемыми на нее колебаниями намагниченности с частотой возбуждения, причем амплитуда этих колебаний по-прежнему определяется только величиной поля возбуждения, то есть она значительно меньше амплитуды колебаний самого положения равновесия. Далее будем называть этот режим «прецессией положения равновесия». Более подробно такая прецессия рассмотрена в работах [13,18] и в монографии [14, стр.387-471], а с учетом магнитоупругого взаимодействия – в работах [19-21].

Для дальнейшего рассмотрения важно отметить, что амплитуда прецессии положения равновесия может значительно (на порядок и более) превышать амплитуду простой прецессии.

При наличии магнитоупругого взаимодействия в колебания намагниченности вовлекаются также колебания упругого смещения, причем характер колебаний смещения остается подобным характеру колебаний намагниченности с учетом соответствующего коэффициента размерности. Заметим, что основным содержанием цитированных работ являлось рассмотрение колебаний именно намагниченности, а упругое смещение рассматривалось как фактор, оказывающий определенное влияние на колебания намагниченности. Целью же настоящей работы является рассмотрение колебаний именно упругого смещения, для которых колебания намагниченности являются как бы возбуждающим фактором.

4. Основные параметры задачи

Основные параметры материала выбирались типичными для железиттриевого граната (ЖИГ): намагниченность насыщения: $4\pi M_0 = 1750$ Гс; константа магнитоупругого взаимодействия: $B_2 = 6,96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³; модуль упругости: $c_{44} = 7,64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³; плотность материала пластины $\rho = 5,17$ г см⁻³. Параметры затухания колебаний намагниченности: $\alpha = 0.02$, упругого смещения: $\beta = 10^9$ с⁻¹. Частота возбуждения: $F_0 = 2800$ МГц; Поле ориентационного перехода, равное полю размагничивания пластины: $H_c = 1750$ Э.

Базовые значения постоянного поля выше ориентационного перехода $H_0 = 2750$ Э, это поле соответствует резонансному на частоте возбуждения.

Базовое значение постоянного поля ниже ориентационного перехода $H_0 = 1550$ Э. Базовое значение амплитуды переменного поля: $h_0 = 20$ Э.

Базовые значения толщины пластины: $d = 0,6865$ мкм; $d = 0,6865 \cdot 20 = 13,73$ мкм. В некоторых случаях базовые значения полей и толщины менялись, при этом конкретные значения будут указаны в тексте.

5. Колебания намагниченности и упругого смещения в полях выше и ниже ориентационного перехода

Рассмотрим сначала общую картину колебаний намагниченности и упругого смещения в полях выше и ниже ориентационного перехода. Обратимся к рис. 3, где показаны колебания во времени намагниченности m_x и упругого смещения u_x в поле выше и ниже ориентационного перехода при малой и большой толщине пластины. Структура рисунка следующая. Четыре эпюры выше волнистой линии (а, б, в, г) соответствуют малой толщине пластины, четыре эпюры ниже волнистой линии (д, е, ж, з) соответствуют большой толщине пластины. Первая (а, б) и третья (д, е) строки соответствуют полю ниже перехода, вторая (в, г) и четвертая (ж, з) строки соответствуют полю выше перехода. Левый столбец (а, в, д, ж) соответствует колебаниям намагниченности, правый столбец (б, г, е, з) соответствует колебаниям упругого смещения.

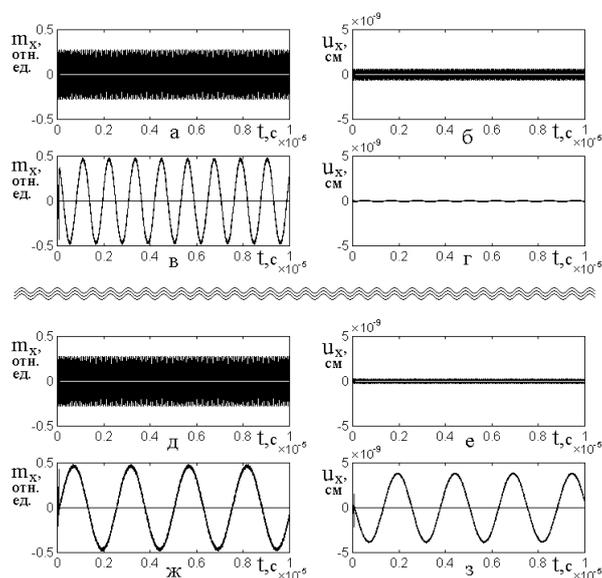


Рис. 3. Колебания во времени намагниченности m_x (а, в, д, ж)

и упругого смещения u_x (б, г, е, з) в поле выше (а, б, д, е) и ниже (в, г, ж, з) ориентационного перехода при малой (а, б, в, г) и большой (д, е, ж, з) толщине пластины. Параметры: поле выше перехода: $H_0 = 2750$ Э; поле ниже перехода:

$H_0 = 1550$ Э; толщина малая: $d = 0,6865$ мкм; толщина большая:
 $d = 0,6865 \cdot 20 = 13,73$ мкм. Амплитуда переменного поля: $h_{0x,y} = 20$ Э.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Из рисунка видно, что при поле выше перехода (а, б, д, е) как магнитные, так и упругие колебания происходят с частотой возбуждающего поля, причем амплитуда всех колебаний остается постоянной. Колебания намагниченности представляют собой обычную круговую прецессию с постоянной амплитудой, то есть с постоянным во времени отклонением вектора намагниченности от направления поля. Упругие колебания по характеру повторяют колебания намагниченности с соответствующей амплитудой.

При поле ниже перехода (в, г, ж, з) как магнитные, так и упругие колебания происходят с частотой, низкой по сравнению с возбуждающей (здесь – около 5 МГц), причем по образующей основные колебания заполнены колебаниями малой амплитуды (меньше основной на два порядка), частота которых совпадает с частотой возбуждения. Колебания намагниченности представляют собой прецессию положения равновесия намагниченности, а упругие колебания также по характеру повторяют колебания намагниченности с соответствующей амплитудой.

Примечательным является тот факт, что ниже перехода амплитуда упругих колебаний при малой толщине (г) составляет всего $0,129 \cdot 10^{-9}$ см, а при большой толщине (з) составляет $4,00 \cdot 10^{-9}$ см, то есть в 32 раза больше. Следует отметить, что столь большая величина как $4,00 \cdot 10^{-9}$ см достигается только в поле ниже перехода, то есть в режиме прецессии равновесия, причем превышает максимальную величину смещения в режиме простой прецессии (е), равную $0,24 \cdot 10^{-9}$ см, в 17 раз.

Таким образом, можно считать, что возбуждение преобразователя в условиях ориентационного перехода при увеличенной толщине пластины приводит к гигантскому росту амплитуды возбуждаемых упругих колебаний.

6. Прецессия равновесия намагниченности

Рассмотрим теперь прецессию равновесия намагниченности более подробно. Обратимся к рис. 4, где приведена зависимость горизонтальной

компоненты намагниченности от величины постоянного поля. На врезке там же показана схема формирования прецессии положения равновесия.

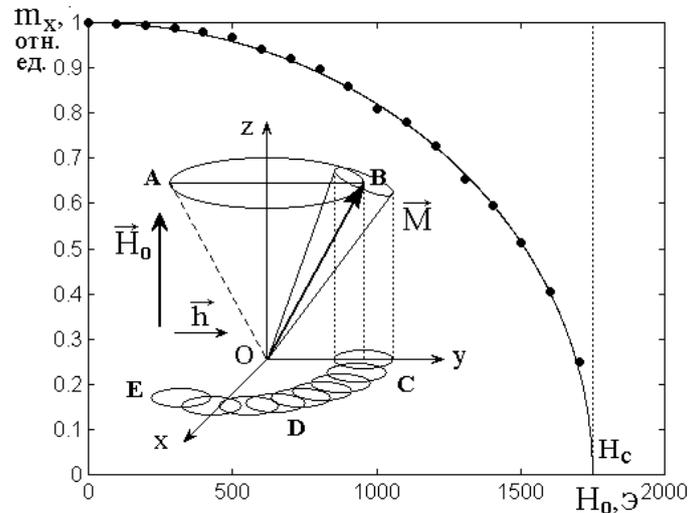


Рис. 4. Зависимость горизонтальной компоненты намагниченности от величины постоянного поля. Точки – расчет в соответствии с решением системы уравнений (4)-(13), сплошная линия построена по формуле (1).

На врезке – схема формирования прецессии положения равновесия. Поле перехода $H_c = 1750$ Э – отмечено вертикальной точечной линией.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Из врезки можно видеть, что поскольку постоянное поле \vec{H}_0 , ориентированное вдоль оси Oz , по величине меньше поля перехода H_c , то равновесная намагниченность \vec{M} отклонена от оси Oz , как это показано отрезком OB . Прецессия равновесного положения происходит по конусу, крайние образующие которого отмечены линиями OA и OB . Переменное поле \vec{h} , имеющее частоту F_0 , заставляет прецессировать намагниченность с этой частотой вокруг равновесного положения по малому конусу вокруг положения OB . На плоскости Oxy показана проекция прецессии намагниченности, представляющая собой большое кольцо по линии $C-D-E$, сопровождаемое малыми кольцами, перемещающимися вдоль этой линии. Эта проекция представляет собой параметрический портрет, классические варианты которого рассмотрены в монографии [14, стр.387-471].

На основной части рис. 4 показана зависимость горизонтальной компоненты намагниченности от величины постоянного поля. Точки

соответствуют решению задачи (4)-(13), сплошная линия построена по формуле (1). Превосходное совпадение говорит о высокой точности интерпретации рассматриваемой задачи в полном диапазоне постоянного поля – от нуля до поля перехода.

7. Формирование колебаний упругого смещения

Согласно постановке задачи, материал пластины обладает магнестрикцией, поэтому рассмотренная в предыдущем разделе прецессия намагниченности формирует соответствующие колебания упругого смещения.

На рис. 5 приведена схема, в виде векторной модели иллюстрирующая механизм формирования упругого смещения.

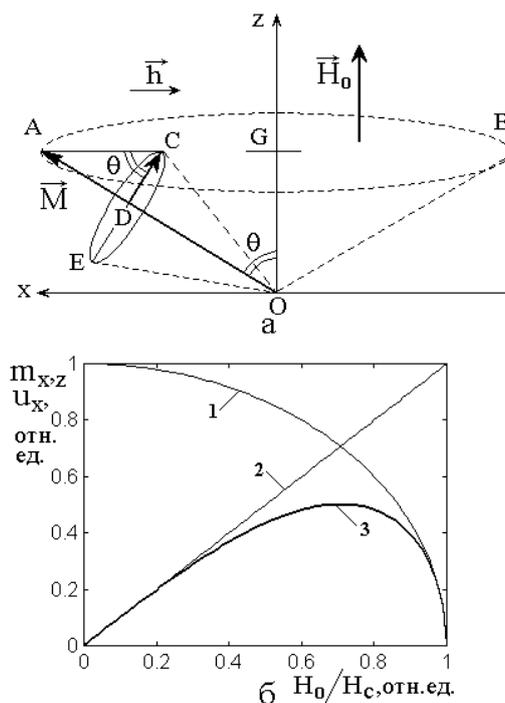


Рис. 5. Схема образования колебаний упругого смещения.
 а – векторная модель формирования колебаний намагниченности;
 б – зависимость компонент намагниченности и упругого смещения от постоянного поля. 1 – m_x ; 2 – m_z ; 3 – u_x .

Равновесное положение вектора намагниченности, показанное на рис. 5а, совершает прецессионное движение оп большому конусу АВ, ось которого ОG совпадает с осью Oz . При этом в формировании упругого смещения участвует проекция вектора равновесного положения на плоскость Oxy (ось Oy

перпендикулярна плоскости рисунка в направлении и на читателя). Величина проекции определяется компонентой намагниченности m_x , то есть формулой (1).

Переменное поле \vec{h} вызывает прецессию намагниченности вокруг равновесного положения, причем в формировании прецессии участвует компонента переменного поля, перпендикулярная оси равновесного положения. То есть прецессия с частотой возбуждения происходит по малому конусу, ось которого соответствует положению равновесия OA , а сечение перпендикулярной плоскостью схематически показано эллипсом $E-D-C$. Из геометрии рисунка можно видеть, что угол ACD равен углу AOz , обозначенного через θ . Равенство следует из взаимной перпендикулярности линий, образующих эти углы.

Таким образом, амплитуда прецессии формируется не амплитудным значением поля h_0 , а проекцией вектора поля на нормаль к оси равновесия, то есть величиной отрезка DC , равного:

$$DC \rightarrow h_0 \cos \theta. \quad (17)$$

Из треугольника AGO можно видеть, что:

$$\cos \theta = \frac{OG}{OA}, \quad (18)$$

где OG соответствует m_z , а OA соответствует единице.

При этом, с учетом (2), получаем:

$$DC \rightarrow h_0 m_z = h_0 \frac{H_0}{H_c}. \quad (19)$$

Таким образом, упругое смещение формируется двумя факторами – отклонением равновесного положения намагниченности от оси Oz , которое определяется формулой (1) и тем больше, чем постоянное поле меньше, а также эффективным действующим значение переменного поля, определяемым формулой (19), которое тем меньше, чем постоянное поле больше.

Можно полагать, что результирующее действие этих двух тенденций соответствует их произведению, то есть упругое смещение должно быть пропорционально величине:

$$u_x \rightarrow h_0 \frac{H_0}{H_c} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{H_c}\right)^2}. \quad (20).$$

Обращаясь к рис.5б можно видеть, что кривая 1 соответствует формуле (1), кривая 2 – формуле (2), а кривая 3 – их произведению, то есть формуле (20).

На основе проведенного рассмотрения можно полагать, что формула (20) определяет упругое смещение с точностью до постоянного коэффициента, зависящего от константы магнитоупругого взаимодействия.

8. Зависимость упругого смещения от постоянного поля

В соответствии с предложенной моделью, величина упруго смещения определяется совокупностью значений постоянного и переменного поля в соответствии с формулой (20). Рассмотрим это вопрос более подробно, для чего обратимся к рис.6, где показаны зависимости упругого смещения от постоянного поля при различных значениях переменного поля. Точки найдены путем решения системы (4)-(13), а сплошные линии построены по полученной на основе (20) формуле:

$$u_x = \left\{ A \cdot h_0 \frac{H_0}{H_c} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{H_c}\right)^2} + B \right\} \cdot 10^{-9}, \quad (21)$$

с использованием следующих параметров:

$$1 - h_0 = 10 \text{ Э}; A = 0,71; B = 0,10;$$

$$2 - h_0 = 20 \text{ Э}; A = 0,42; B = 0,75;$$

$$3 - h_0 = 30 \text{ Э}; A = 0,36; B = 1,95;$$

$$4 - h_0 = 40 \text{ Э}; A = 0,35; B = 3,20.$$

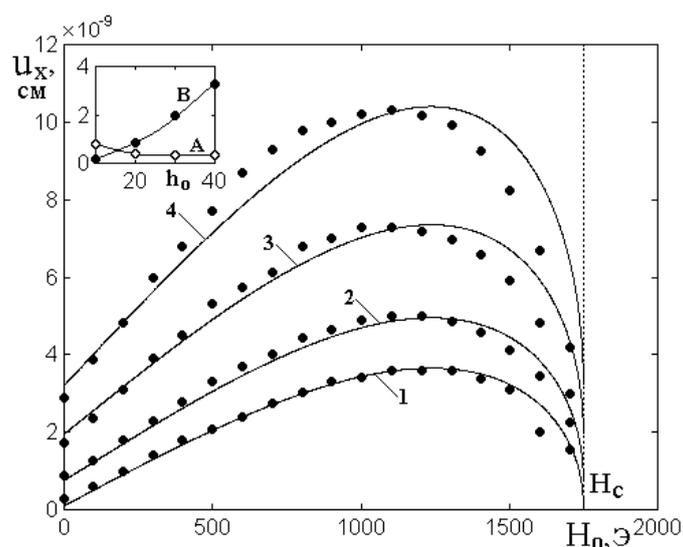


Рис. 6. Зависимость упругого смещения от постоянного поля при различных значениях переменного поля: 1 – $h_0 = 10$ Э; 2 – $h_0 = 20$ Э; 3 – $h_0 = 30$ Э; 4 – $h_0 = 40$ Э. Точки – результаты расчета по формулам (4)-(13). Сплошные линии построены по формуле (21) с приведенными в тексте параметрами A и B . На врезке – зависимость параметров A и B от амплитуды переменного поля. Значение поля перехода H_c показано вертикальной точечной линией. Толщина пластины $d = 13,73$ мкм. Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка видно, что модельная формула (21) при надлежащем выборе параметров A и B (кривые 1-4) обеспечивает совпадение с аналитическим расчетом (точки) с точностью не хуже 10 %.

Замечание. Некоторым отличием является отклонение от нуля величины смещения при отсутствии постоянного поля, то есть при $H_0 = 0$, когда формула (21) дает нуль. В этом случае равновесное положение намагниченности ориентировано точно в плоскости пластины, однако переменное поле, лежащее тоже в плоскости пластины, действует на намагниченность в тех случаях, когда какая-то из его компонент составляет с намагниченностью угол, отличный от нуля. При вращении вектора равновесной намагниченности в плоскости пластины, такое положение наступает попеременно для компонент поля h_x и h_y , что и обеспечивает формирование соответствующего упругого смещения. Авторы полагают, что учет такого взаимодействия может привести к определенному усовершенствованию предложенной модели.

9. Зависимость упругого смещения от переменного поля

Рассмотрим теперь характер упругого смещения при изменении величины переменного поля. Обратимся к рис. 7, где показаны зависимости амплитуды упругого смещения от переменного поля при различных значениях постоянного поля. Эти значения выбраны на основе рис.6, чтобы охватить максимальный диапазон вариации постоянного поля. Точки на рисунке найдены путем решения системы (4)-(13), а сплошные линии построены по полученной на основе (20) формуле:

$$u_x = \left\{ A \cdot h_0 + B \cdot (h_0 - C)^2 + D \right\} \cdot 10^{-9}, \quad (22)$$

с использованием следующих параметров:

$$1 - A = 0,001; B = 0,0009; C = 0,0; D = 0,00;$$

$$2 - A = 0,040; B = 0,0022; C = 10,0; D = 1,55;$$

$$3 - A = 0,100; B = 0,0025; C = 15,0; D = 2,50;$$

$$4 - A = 0,010; B = 0,0015; C = 4,0; D = 1,45$$

На врезке показаны зависимости намагниченности от переменного поля при различных значениях постоянного поля. Видно, что намагниченность от переменного поля не зависит, так как определяется равновесным отклонением вектора намагниченности от направления постоянного поля в соответствии с формулой (1).

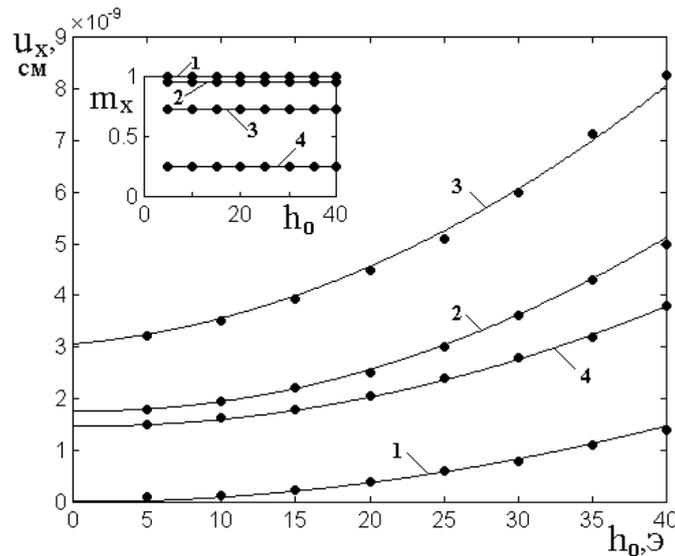


Рис. 7. Зависимость упругого смещения от переменного поля при различных значениях постоянного поля: 1 – $H_0 = 0$ Э; 2 – $H_0 = 500$ Э; 3 – $H_0 = 1200$ Э; 4 – $H_0 = 1700$ Э. Точки – результаты расчета по формулам (4)-(13).

Сплошные линии построены по формуле (22) с приведенными в тексте параметрами A, B, C, D . На врезке – зависимость намагниченности от переменного поля. Толщина пластины $d = 13,73$ мкм.

Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из основной части рисунка видно, что зависимость амплитуды упругого смещения от амплитуды переменного поля описывается формулой (22) с точностью в доли процента. Из формулы (20) следует, что характер кривых должен быть линейным, то есть смещение должно быть прямо пропорционально амплитуде переменного поля, а здесь кривые имеют небольшой прогиб вниз, тем больший, чем больше величина самого смещения. Именно для описания такого прогиба в формулу (22) введено слагаемое с коэффициентом B , имеющее квадратичный характер. Чтобы оценить величину отклонения от линейности, найдем средние значения коэффициентов A и B в формуле (22). Так, получаем:

$$A_m = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 A_n = 0.0378, \tag{23}$$

$$B_m = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 B_n = 0.0018. \tag{24}$$

Отношение этих величин:

$$A_m/B_m = 21,008, \quad (25)$$

то есть квадратичная добавка к переменному полю, обуславливающая наблюдаемый прогиб кривых, в среднем меньше основного коэффициента, обеспечивающего линейную зависимость, более чем в двадцать раз, то есть отличие составляет менее 5 %.

Рассмотрим также постоянную добавку к амплитуде колебаний упругого смещения, обусловленную слагаемым B в формуле (21) и D в формуле (22). Средние значения этих величин равны:

$$B_{mf} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 B_n = 1,500; \quad (26)$$

$$D_{mf} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 D_n = 1,357. \quad (27)$$

Видно, что эти величины согласуются друг с другом с точностью около 8 %.

Таким образом, видно, что, несмотря на эмпирический характер введенных поправок, формула (22) описывает зависимость амплитуды упруго смещения от амплитуды переменного поля в полном диапазоне допустимых значений постоянного поля с точностью не хуже 8 %. Возвращаясь к разделу 8, заметим, что зависимости амплитуды упругого смещения от постоянного поля описываются формулой (21) также с точностью не хуже 10 %. Можно полагать, что столь высокая точность предложенной в разделе 7 общей модели рассматриваемого явления подтверждает ее объективный характер.

10. Период колебаний упругого смещения

Проведенное выше рассмотрение касается амплитуды колебаний упруго смещения при различных значениях постоянного и переменного полей. Рассмотрим теперь период таких колебаний при изменении тех же полей.

Заметим, что для прецессии положения равновесия зависимости периода колебаний намагниченности от постоянного и переменного полей рассматривались в работе [14, стр.398-400]. Там же была получена формула (9.19), описывающая такие зависимости:

$$T = \frac{A}{h_0^2 \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{4\pi M_0}\right)^2}}, \quad (28)$$

подставляя в которую поле перехода $H_c = 4\pi M_0$, получаем:

$$T = \frac{A}{h_0^2 \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{H_c}\right)^2}}. \quad (29)$$

В этих формулах при поле в эрстедах коэффициент A имеет порядок величины $(1,0 \div 1,5) \cdot 10^{-6}$

В рамках настоящей работы основное внимание уделяется упругому смещению, однако проверка показывает, что колебания смещения с точностью до постоянного коэффициента повторяют колебания намагниченности, поэтому формулу (29) можно принять за основу и при рассмотрении упругих колебаний.

Обратимся к рис. 8, где приведены зависимости периода колебаний упругого смещения от величины постоянного поля при различных значениях переменного поля.

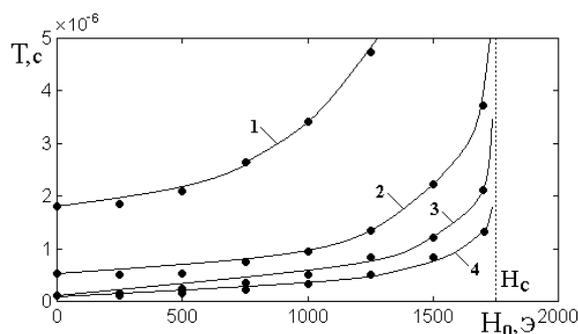


Рис. 8. Зависимости периода колебаний упругого смещения от величины постоянного поля при различных значениях переменного поля. 1 – $h_0 = 10$ Э; 2 – $h_0 = 20$ Э; 3 – $h_0 = 30$ Э; 4 – $h_0 = 40$ Э. Точки – результаты расчета по формулам (4)-(13). Линии проведены в соответствии с максимальным совпадением с точками. Вертикальная точечная линия соответствует полю перехода. Толщина пластины $d = 13,73$ мкм.

Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка видно, что полученные зависимости подобны приведенным на рис. 9.7 в работе [14, стр.400]. Сравнение наблюдаемых зависимостей с формулой (29) дает значение нормирующего коэффициента $A = (2,46 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$. Таким образом, точность приведенной формулы составляет около 5 %.

Обратимся теперь к рис. 9, где показаны зависимости периода колебаний упругого смещения от величины переменного поля при различных значениях постоянного поля.

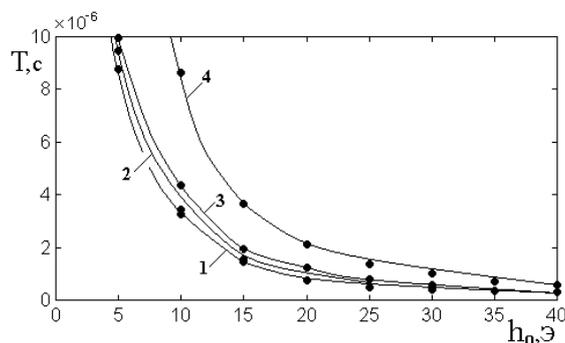


Рис. 9. Зависимости периода колебаний упругого смещения от величины переменного поля при различных значениях постоянного поля. 1 – $H_0 = 0$ Э; 2 – $H_0 = 500$ Э; 3 – $H_0 = 1200$ Э; 4 – $H_0 = 1700$ Э. Точки – результаты расчета по формулам (4)-(13). Линии проведены в соответствии с максимальным совпадением с точками. Толщина пластины $d = 13,73$ мкм.

Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка видно, что полученные зависимости подобны приведенным на рис. 9.6 в работе [14, стр.399]. Сравнение наблюдаемых зависимостей с формулой (29) дает значение нормирующего коэффициента $A = (2,91 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$. Таким образом, точность приведенной формулы составляет около 5 %.

Среднее значение параметра A в этих двух случаях равно $(2,68 \pm 0,14) \cdot 10^{-4}$, то есть точность его определения составляет около 5 %. Видно, что точность определения та же, что в работе [14], а величина различается из-за того, что там формула (28) относится к намагниченности, а здесь (29) – к упругому смещению. Качественный же характер обеих зависимостей одинаков.

11. Зависимость амплитуды упругого смещения от толщины пластины

В соответствии с предложенной моделью (раздел 7), согласно формуле (20), величина упруго смещения определяется совокупностью значений постоянного и переменного поля. Формула (20) утверждает лишь пропорциональность комбинации из полей, а толщина пластины в ней не участвует. В то же время, согласно показанному в разделе 5, вариация толщины не только меняет амплитуду упругих колебаний, но и позволяет получить весьма высокие ее значения, как это показано на рис. 3з. Поэтому весьма важным является более подробное рассмотрение зависимости упругих колебаний от толщины пластины, что и будет сделано далее.

Проведенное выше рассмотрение, кроме рис. 3, относится к случаю постоянного значения толщины пластины, равной $d = 13,73$ мкм, которая в 20 раз превышает толщину пластины $d = 0,6865$ мкм, которая является резонансной для частоты возбуждения $F_0 = 2800$ МГц. В то же время, из раздела 5 и помещенного там рис.3 видно, что для амплитуды и характера возбуждаемых упругих колебаний толщина пластины имеет важнейшее значение. Для удобства дальнейшего рассмотрения введем нормирующий параметр толщины пластины N_D в соответствии с формулой:

$$d = N_D \cdot d(res), \tag{30}$$

где $d(res) = 0.6865$ мкм (резонансное значение).

Таким образом:

$$N_D = d / d(res), \tag{31}$$

то есть параметр N_D показывает, во сколько раз реальная толщина пластины превышает резонансную.

Обратимся к рис. 10, где показаны зависимости амплитуды упругого смещения от толщины пластины при различных значениях постоянного поля.

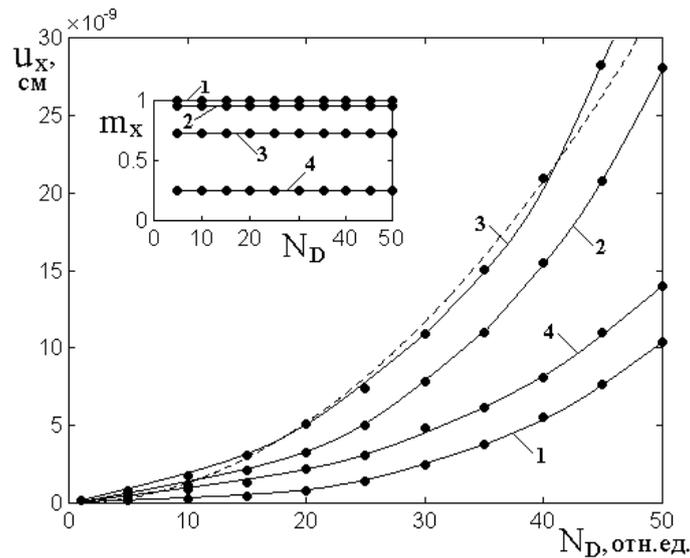


Рис. 10. Зависимость амплитуды упругого смещения от нормированной толщины пластины при различных значениях постоянного поля:

1 – $H_0 = 0$ Э; 2 – $H_0 = 500$ Э; 3 – $H_0 = 1200$ Э; 4 – $H_0 = 1700$ Э.

Точки – результаты расчета по формулам (4)-(13). Пунктирная кривая построена по формуле (32). На врезке – зависимость намагниченности от толщины пластины при тех же значениях постоянного поля.

Амплитуда переменного поля $h_0 = 20$ Э.

Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка видно, что амплитуда упругого смещения при увеличении нормирующего параметра толщины N_D возрастает. При этом наибольший рост наблюдается у кривой 3, построенной при поле $H_0 = 1200$ Э; Наименьший рост имеет кривая 1, соответствующая $H_0 = 0$ Э. Кривые 2 и 4, соответствующие

полям 500 Э и 1700 занимают промежуточное положение, причем кривая 2, соответствующая $H_0 = 500$ Э, расположена несколько выше кривой 4, соответствующей $H_0 = 1700$ Э. Из сравнения с рис. 6 можно видеть, что расположение кривых 1-4 на рассматриваемом рисунке как раз соответствует амплитудам смещений на рис. 6, соответствующих значениям постоянного поля H_0 . Так, например, кривая 2 на рис. 6 при поле $H_0 = 1200$ Э и $h_0 = 20$ Э соответствует смещению $5 \cdot 10^{-9}$ см. На рис. 10 этим условиям соответствует кривая 2, которая также при $N_D = 20$ отн. ед. дает значение смещения $5 \cdot 10^{-9}$ см. Аналогичное совпадение можно проследить для всех остальных кривых.

Из рис.10 можно видеть, что характер всех кривых одинаков, то есть все они исходят из нуля (или начинаются вблизи нуля) и по мере увеличения N_D возрастают сначала медленно, а затем тем быстрее, чем больше N_D . Такой характер довольно точно соответствует квадратичной зависимости. Так, кривую 3 с точностью до коэффициента 10^{-9} можно описать формулой:

$$u_x = 0,013 \cdot (N_D)^2. \quad (32)$$

По этой формуле на рис. 10 построена пунктирная кривая. Видно, что соответствие пунктира с точками составляет единицы процентов. Проверка показывает, что аналогичные формулы можно получить для остальных кривых. Таким образом, можно полагать, что зависимость амплитуды смещения от толщины пластины имеет квадратичный характер.

Из приведенных на врезке в рис. 10 зависимостей амплитуды колебаний прецессии положения равновесия от нормированной толщины пластины при тех же значениях постоянного поля, видно, что какая-либо зависимость отсутствует, так как все кривые имеют вид горизонтальных прямых линий. При этом уровень по высоте каждой из кривых определяется статическим отклонением положения равновесия намагниченности от направления поля, то есть это – те же уровни, что приведены на врезке в рис. 7 и здесь, как и там, определяются только

величиной постоянного поля (в соотношении с полем размагничивания пластины) и от толщины, как и от амплитуды переменного поля, не зависят.

12. Зависимость периода колебаний упругого смещения от толщины пластины

Рассмотрим теперь, как меняется период колебаний упругого смещения от толщины пластины. Прежде всего заметим, что упругие колебания полностью повторяют колебания намагниченности, так что проводимое далее рассмотрение охватывает магнитные колебания тоже. Обратимся к рис. 11, где показаны зависимости периода колебаний упругого смещения от нормированной толщины пластины при различных значениях постоянного поля:

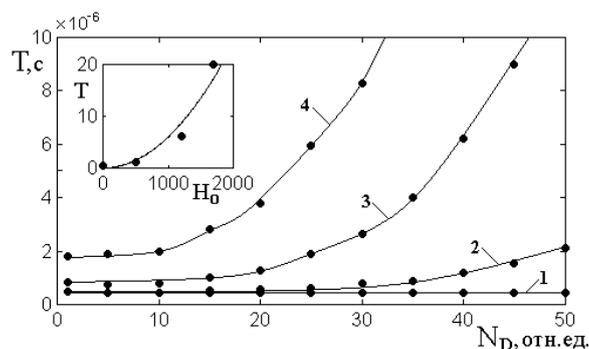


Рис. 11. Зависимости периода колебаний упругого смещения от нормированной толщины пластины при различных значениях постоянного поля: 1 – $H_0 = 0$ Э; 2 – $H_0 = 500$ Э; 3 – $H_0 = 1200$ Э; 4 – $H_0 = 1700$ Э. Точки – результаты расчета по формулам (4)-(13).

Линии проведены в соответствии с максимальным совпадением с точками.

На врезке – зависимость периода (с точностью до коэффициента 10^{-6}) от поля при $N_D = 40$ отн. ед.. Амплитуда переменного поля $h_0 = 20$ Э.

Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рисунка видно, что все кривые, по мере увеличения параметра N_D , возрастают с увеличивающейся скоростью. Кривые располагаются тем выше, чем значение постоянного поля больше. Так, при нулевом поле, то есть при $H_0 = 0$ Э, которому соответствует кривая 1, зависимость вообще отсутствует, то есть период сохраняется на постоянном уровне $T(H_0 = 0) = 0,4 \cdot 10^{-6}$ с. Однако далее нарастание кривых с увеличением поля увеличивается не линейно, а более

резко по закону, близкому к квадратичному. Так, например, при $N_D = 40$ отн. ед., последовательные значения периода с точностью до коэффициента 10^{-6} составляют: для кривой 1 – 0,4, для кривой 2 – 1,0, для кривой 3 – 6,0, для кривой 4 – $\approx 20,0$. Такая зависимость приведена на врезке в рис. 11 точками. Сплошная кривая на той же врезке построена по формуле:

$$T(N_D = 40) = 6 \cdot 10^{-6} \cdot (H_0)^2. \quad (33)$$

Видно, что сплошная кривая совпадает с точками с точностью до 10 %, что подтверждает квадратичный характер исследуемой зависимости.

Из рис. 11 видно, что все кривые между собой имеют возрастающий характер, однако скорость возрастания, как показано выше, с увеличением поля увеличивается. Общий ход кривых подобен приведенному на рис. 8 для зависимостей периода от постоянного поля при различных значениях переменного поля. Однако, несмотря на сходство общего вида, конкретный характер кривых принципиально различен. Так, кривые на рис. 8 при приближении к полю перехода H_c резко возрастают, тогда как кривые на рис. 11, хотя и возрастают, но резкого характера не имеют, так как какое-либо принципиальное ограничение параметра N_D отсутствует. В то же время, формула (29), использованная для построения кривых на рис. 8, здесь не проходит, так как в явном виде толщину не содержит. Можно полагать, что от толщины должен зависеть параметр A в формуле (29), однако этот вопрос требует дополнительного исследования. С другой стороны, поскольку главной целью настоящей работы является исследование амплитуды упругого смещения, авторы ограничиваются только данными, приведенными на рис. 11, а подробное рассмотрение периода предполагают провести в отдельной работе.

13. Параметры колебаний при большой толщине пластины

Из рис. 10 и рис. 11 можно видеть, что, как амплитуда смещения, так и период прецессии, при увеличении толщины пластины возрастают, причем

рост постепенно ускоряется. В то же время, можно полагать, что рост не может быть безграничным. Для выяснения этого вопроса обратимся к рис. 12, где показаны зависимости амплитуд колебаний намагниченности и упругого смещения, а также периода тех и других от нормированной толщины пластины при параметре нормировки, выходящем за пределы интервала на рис. 10 и рис. 11. Деление интервала изменения N_D на две части (до и после 50 отн. ед.) сделано для того, чтобы более наглядно показать начальный участок без необходимости использования неудобного для данного случая логарифмического масштаба.

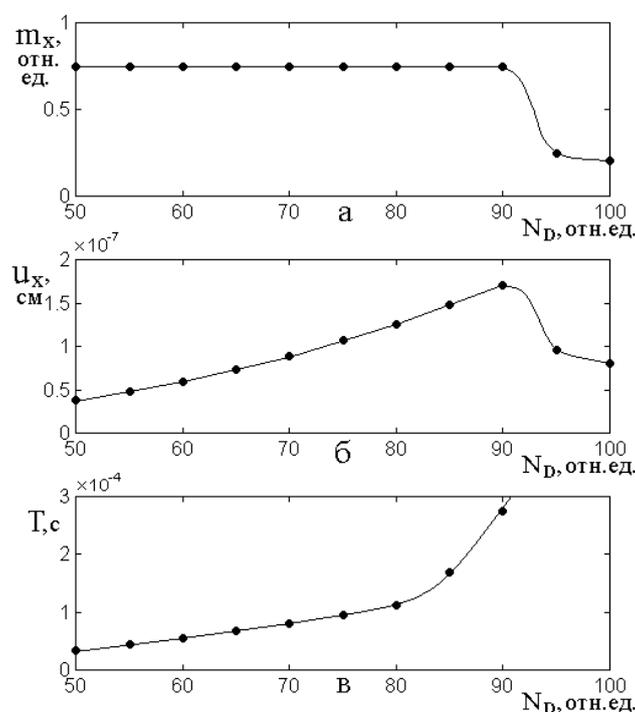


Рис. 12. Зависимости амплитуд колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б), а также периода тех и других (в) от нормированной толщины пластины. Точки – результаты расчета по формулам (4)-(13). Линии проведены в соответствии с максимальным совпадением с точками. Постоянное поле $H_0 = 1200$ Э.

Амплитуда переменного поля $h_0 = 20$ Э.

Остальные параметры – те же, что в разделе 4.

Из рис. 12а видно, что амплитуда прецессии намагниченности вплоть до $N_D = 90$ отн. ед. не меняется, оставаясь на уровне 0,75 отн. ед., что соответствует кривой 3 (при $H_0 = 1200$ Э) на врезке в рис. 10. Такой уровень

соответствует равновесному положению намагниченности при поле $H_0 = 1200$ Э (с учетом размагничивания формы пластины). Однако, начиная с $N_D = 90$ отн. ед., амплитуда прецессии резко падает, стремясь далее к уровню около 0,2 отн. ед. Проверка показывает, что такой спад обусловлен влиянием упругой системы

и после выключения магнитоупругой связи (то есть при $B_2 = 0$) отсутствует. Можно полагать, что при столь большой толщине пластины (более $N_D = 90$ отн. ед.) упругая система настолько нагружает магнитную, что равновесное положение намагниченности определяется не только внешним полем и размагничиванием, но и влиянием упругой системы, деформированной под действием поля. При этом упругая система связана с магнитной через поле магнитострикции.

То есть относительно намагниченности при критическом значении толщины $N_D = 90$ отн. ед. имеет место ориентационный переход от положения, определяемого полем с учетом размагничивания, к положению, близкому к плоскости пластины.

Такое равновесное положение взаимодействующих друг с другом магнитной и упругой систем требует более подробного рассмотрения, которое авторы предполагают провести в отдельной работе.

Обращаясь далее к рис. 12б можно видеть, что амплитуда упругого смещения по мере увеличения N_D растет также только до значения $N_D = 90$ отн. ед., после чего падает. Такое падение относится к амплитуде колебаний упругого смещения, обусловленных колебаниями прецессии намагниченности, так что и здесь, как и ранее, упругое смещение как бы следует за намагниченностью, повторяя ее поведение.

На рис. 12в представлено поведение периода колебаний упругого смещения, также повторяющих колебания намагниченности. Здесь, как и ранее (кривая 3 на рис. 11), период по мере увеличения N_D увеличивается, однако при превышении значения $N_D = 90$ отн. ед. рост периода значительно ускоряется,

стремясь к бесконечности. То есть, при достаточно большой толщине пластины, упругая система настолько сильно нагружает упругую, что колебания замедляются и почти останавливаются. Из рисунка видно, что при $N_D = 90$ отн. ед. период приближается к $3 \cdot 10^{-4}$ с, что соответствует частоте 3,3 кГц, лежащей в диапазоне слышимости. Дальнейшее увеличение толщины приводит к еще большему увеличению периода, то есть к снижению частоты, то есть при таких условиях колебания смещения могут быть обнаружены на слух. Заметим, что эти колебания возбуждаются переменным полем \vec{h} с частотой $F_0 = 2800$ МГц, то есть имеет место преобразование частоты вниз почти в 10^6 раз (точнее – в $8,48 \cdot 10^5$ раз), что может иметь определенное прикладное значение. Важнейшим вопросом здесь является эффективность преобразования, что также может составить предмет для отдельной работы.

14. Некоторые заключительные замечания

Подведем краткий итог проделанному рассмотрению. Учитывая данные рис.6, можно видеть, что при любой амплитуде переменного поля максимальное значение упругого смещения получается при постоянном поле $H_0 = 1200$ Э. При рассмотренной здесь амплитуде переменного поля $h_0 = 20$ Э, из рис. 12б можно видеть, что увеличение толщины пластины в 90 раз, то есть до значения $d = 61, 785$ мкм, позволяет получить амплитуду колебаний упругого смещения $u_{x0} = 1,7 \cdot 10^{-7}$ см. Частота возбуждения при этом равна $F_0 = 2800$ МГц. Период возбуждаемых колебаний (рис. 12в) при этом составляет $3 \cdot 10^{-4}$ с, что соответствует частоте 3,3 кГц.

Заметим, что, согласно рис. 7 (кривая 3) увеличение амплитуды переменного поля с 20 Э до 40 Э позволяет увеличить амплитуду смещения еще почти в два раза, то есть до $u_{x0} = 3,2 \cdot 10^{-7}$ см.

Для сравнения с традиционным возбуждением упругих колебаний в сходных условиях, обратимся к работе [8]. Там при той же частоте возбуждения

2800 МГц и той же амплитуде переменного поля 20 Э в постоянном поле 2750 Э и толщине пластины 0,6865 мкм удается получить амплитуду упругих колебаний в сильно нелинейном режиме не более $4,8 \cdot 10^{-10}$ см. Часта возбуждаемых колебаний при этом составляет 2800 МГц.

Таким образом, относительно условий работы [8], увеличение толщины пластины в 90 раз и уменьшение постоянного поля в 2,29 раз позволяет увеличить амплитуду упругого смещения в 354,16 раз при уменьшении частоты почти в 10^6 раз.

Заключение

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

Рассмотрена задача о возбуждении упругих колебаний в схеме магнестрикционного преобразователя, рабочий элемент которого находится в условиях ориентационного перехода. Приведена общая геометрия задачи, представляющая собой нормально намагниченную пластину, обладающую магнитоупругими свойствами. Получено равновесное положение намагниченности, определяемое величиной приложенного постоянного поля, приведены условия, необходимые для реализации ориентационного перехода.

Записаны уравнения движения для намагниченности и упругого смещения с соответствующими граничными условиями при наличии магнитоупругого взаимодействия. Выполнено решение полученной системы уравнений методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

Отмечено, что приложение переменного поля круговой поляризации в плоскости пластины приводит к прецессии положения равновесия намагниченности, причем прецессионный портрет имеет вид большого кольца, заполненного по образующей малыми кольцами.

Показано, что благодаря магнитоупругому взаимодействию, прецессия равновесия намагниченности сопровождается круговыми колебаниями упругого смещения, по геометрии с определенным коэффициентом подобными колебаниям намагниченности в рамках прецессионного портрета.

Рассмотрены колебания намагниченности и упругого смещения в полях выше и ниже поля ориентационного перехода. В поля выше и ниже ориентационного перехода рассмотрены два случая – малой и большой толщины пластины. Установлено, что упругие колебания во всех случаях по характеру повторяют колебания намагниченности с соответствующей амплитудой. Показано, что в случае большой толщины амплитуда упругих колебаний в поле ниже ориентационного перехода может превышать амплитуду тех же колебаний при малой толщине в десятки раз. То есть возбуждение преобразователя в условиях ориентационного перехода при увеличенной толщине пластины приводит к гигантскому росту амплитуды возбуждаемых упругих колебаний.

На основании модели прецессии положения равновесия намагниченности в поле ниже ориентационного перехода построена векторная модель формирования колебаний упругого смещения. Показано, что упругое смещение формируется двумя факторами – отклонением равновесного положения намагниченности от нормали к плоскости пластины и действующим значением переменного поля, перпендикулярным вектору намагниченности. Установлено, что в результате действия таких двух факторов зависимость амплитуды упругого смещения от постоянного поля имеет вид выгнутой вверх кривой, при малом поле начинающейся вблизи нуля, с увеличением поля возрастающей, после прохождения через максимум убывающей и вблизи поля перехода стремящейся к нулю. Показано, что максимум этой кривой с повышением амплитуды переменного поля возрастает. Для интерпретации формы кривой на основе векторной модели получена формула, описывающая наблюдаемые зависимости с точностью не хуже 10 %.

Получена зависимость амплитуды упругого смещения от переменного поля при различных значениях постоянного поля. Показано, что по мере увеличения переменного поля амплитуда упругого смещения возрастает по закону, близкому к квадратичному. На основе векторной модели получена формула, описывающая зависимость амплитуды упругого смещения от амплитуды

переменно поля в полном диапазоне допустимых значений постоянного поля с точностью не хуже 8 %.

Рассмотрен период колебаний упругого смещения при изменении постоянного и переменного полей. Получены зависимости периода от величины постоянного поля при различных значениях переменного поля. Показано, что по мере увеличения постоянного поля период колебаний упруго смещения возрастает со скоростью, увеличивающейся по мере увеличения поля. Получены зависимости периода колебаний упругого смещения от величины переменного поля при различных значениях переменного поля. Показано, что период колебаний по мере увеличения переменного поля убывает по закону, близкому к обратной пропорциональности. На основе векторной модели получена формула, описывающая наблюдаемые зависимости с точностью около 5 %.

Рассмотрена зависимость амплитуды упругого смещения от нормированной толщины пластины при различных значениях постоянного поля. Показано, что по мере увеличения толщины пластины амплитуда колебаний упругого смещения возрастает по закону, близкому к квадратичному. При этом максимальный коэффициент роста имеет зависимость, полученная при постоянном поле, соответствующем максимуму зависимости амплитуды упругого смещения от постоянного поля.

Рассмотрены зависимости периода колебаний упругого смещения от толщины пластины при различных значениях постоянного поля. Показано, что период колебаний по мере увеличения постоянного поля возрастает тем сильнее, чем постоянное поле больше.

Рассмотрено возбуждение упругих колебаний в широком интервале значений толщины пластины. Показано, что при толщине пластины, превышающей определенное критическое значение, рост амплитуды колебаний по мере увеличения толщины прекращается, амплитуда резко падает, стремясь к малому стационарному значению. При этом период колебаний продолжает возрастать, вплоть до стремления колебаний к остановке. Установлено, что наблюдаемые явления вызваны обусловленным влиянием упругой системы

дополнительным ориентационным переходом намагниченности от направления, определяемого постоянным полем с учетом размагничивания, к направлению, близкому к плоскости пластины, причем причиной такого перехода является увеличение толщины пластины выше критического значения. Для интерпретации наблюдаемых явлений высказано предположение о необходимости рассмотрения равновесного положения намагниченности в сочетании с одновременным равновесным положением деформированной упругой системы.

Приведена рекомендация для постановки отдельной задачи в качестве определения условий такого равновесного положения магнитоупругой структуры в целом.

Приведена оценка, позволяющая определить максимальные значения амплитуды упругого смещения и периода колебаний в условиях ориентационного перехода при достаточно большой толщине пластины, приближающейся к критическому значению. Выполнено сравнение рассмотренных явлений с традиционным возбуждением упругих колебаний в сходных условиях. Показано, что увеличение толщины пластины в 90 раз и уменьшение постоянного поля в 2,29 раз позволяет увеличить амплитуду упругого смещения в 354,16 раз при уменьшении частоты почти в 10^6 раз.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Литература

1. Kikuchi E. The ultra-sound converters. М.: Mir. 1972.
2. Голямина И.П. Магнитострикционный преобразователь. // В кн: Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Гл. ред. И.П.Голямина. М.: Советская энциклопедия. 1979. С.196-200.

3. Голямина И.П. // Магнитострикционные излучатели из ферритов. В кн.: Физика и техника мощного ультразвука. Кн.1. Источники мощного ультразвука. М.: Наука. 1967.
4. 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.
5. Штраусс В. Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната. // В кн. : У. Мэзон (ред.): Физическая акустика. Т.4Б. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. М.: Мир. 1970. С.241-316.
6. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // Rev. Mod. Phys. 2010. V.82. №3. P.2731.
7. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики. // АЖ (Акустический журнал). 2022. Т.68. №1. С.22-56.
8. 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.863-874.
9. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре. //Электронный «Журнал радиоэлектроники». 2013. №2. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/feb13/10/text.pdf>.
10. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Комбинационное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре. // Сборник трудов XXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». М.: НИУ МЭИ. 2013. С.164.
11. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе. // РЭ. 2014. Т.59. №5. С.482-497.

12. 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.689-701.
13. 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.84-96.
14. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.
15. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. М.: Физматлит. 2019.
16. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Спиновые волны в средах с обменом и диссипацией. М.: Физматлит. 2021.
17. Шавров В.Г., Щеглов В.И., Иванов А.П. Нелинейные колебания в задаче возбуждения гиперзвука. Сыктывкар: ООО «Коми республиканская типография». 2021.
18. Власов В.С., Кирушев М.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Прецессия намагниченности второго порядка в магнитоупругой среде. // Электронный «Журнал радиоэлектроники», 2015, №4, <http://jre.cplire.ru/jre/apr15/16/text.pdf>.
19. Власов В.С., Кирушев М.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Вынужденная нелинейная прецессия намагниченности второго порядка в среде с магнитоупругими свойствами. // РЭ. 2019. Т.64. №1. С.54-64.
20. Власов В.С., Дианов М.Ю., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Влияние магнитоупругого взаимодействия на прецессию положения равновесия в нормально намагниченной ферритовой пластине. // Электронный «Журнал радиоэлектроники», 2018, №10. <http://jre.cplire.ru/jre/oct18/1/text.pdf>.

21. Власов В.С., Дианов М.Ю., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.
Влияние магнитоупругого взаимодействия на прецессию положения
равновесия намагниченности в двухслойной ферритовой структуре. //
Электронный «Журнал радиоэлектроники», 2018, №11.
<http://jre.cplire.ru/jre/nov18/2/text.pdf>.

Для цитирования:

Власов В.С., Щеглов В.И. Возбуждение упругих колебаний в схеме магнестрикционного преобразователя в условиях ориентационного перехода. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.4.9>