DOI: https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.5.13

УДК: 537.874; 537.624

КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ УПРУГОГО СМЕЩЕНИЯ В СХЕМЕ МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

В.С. Власов [1], В.И. Щеглов [2]

[1] Сыктывкарский государственный университет им. П.Сорокина
167001, Сыктывкар, Октябрьский просп., 55
[2] Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А.Котельникова
125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

Статья поступила в редакцию 18 февраля 2025 г.

Аннотация. Работа посвящена рассмотрению крутильных колебаний упругого смещения в схеме магнитострикционного преобразователя в условиях ориентационного перехода. Приведена общая геометрия задачи, записаны уравнения движения для намагниченности и упругого смещения. Приведенная система уравнений решена методом Рунге-Кутта, получено развитие магнитных и упругих колебаний во времени. Показано, что в условиях ориентационного перехода имеет место прецессия положения равновесия намагниченности, вызывающая соответствующие колебания упругого смещения. Исследована зависимость амплитуды колебаний упругого смещения от нормированной толщины пластины. Показано, что такая зависимость имеет квадратичный характер. Приведена механическая аналогия рассматриваемой зависимости с изгибом упругой балки. Исследована зависимость периода колебаний упругого смещения от толщины пластины. Показано, что период колебаний пропорционален четвертой степени от толщины пластины. Выполнена интерпретация зависимости периода от толщины пластины на основе механической модели крутильных колебаний, На основании полученных характеристик периода колебаний упругого смещения сделан вывод о том, что упругие колебания имеют крутильный характер. Показано, что вариация параметров системы в значительной степени подтверждает крутильный характер упругих колебаний.

Ключевые слова: прецессия намагниченности, ориентационный переход, крутильные колебания.

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 магнитострикционных преобразователей находит применение в гидроакустике, дефектоскопии, обработке материалов, медицинской диагностике, обработке информации в диапазон СВЧ и многих других [1-7].

Во многих практических случаях требуется возбуждение упругих колебаний с достаточно большой амплитудой, что, например, в преобразователях на железоиттриевом гранате (ЖИГ), работающих в диапазоне СВЧ, достигается возбуждением прецессии намагниченности в сильно нелинейном режиме [8-11]. Ограничение амплитуды здесь обусловлено требованием сравнительно небольшого отклонения намагниченности от равновесного положения, не более нескольких градусов.

С другой стороны, возбуждение прецессии в условиях ориентационного перехода позволяет отклонить равновесное положение намагниченности на значительные углы, вплоть до 90 градусов [12-17]. В работах [18-21] рассмотрено возбуждение прецессии равновесного положения намагниченности в магнитоупругой среде, однако вопрос об амплитуде возбуждаемых упругих колебаний при этом не ставился.

В работе [22] показано, что в условиях ориентационного перехода по намагниченности возможно возбуждение упругих колебаний с амплитудой, превышающей традиционные случаи на порядок и более. При этом частота возбуждаемых колебаний может быть снижена по сравнению с частотой возбуждения также на несколько порядков.

Рассмотрение, проведенное в этой работе, в основном, касается амплитуды возбуждаемых упругих колебаний, тогда как их частота исследована недостаточно. Модельные представления ограничиваются только ориентацией намагниченности в условиях ориентационного перехода.

Настоящая работа является продолжением и развитием работы [22], причем главное внимание уделяется природе и временным характеристикам колебаний упругого смещения.

1. Общая геометрия задачи

Следуя [22], будем рассматривать задачу в геометрии классической схемы магнитострикционного преобразователя, показанной на рис. 1.

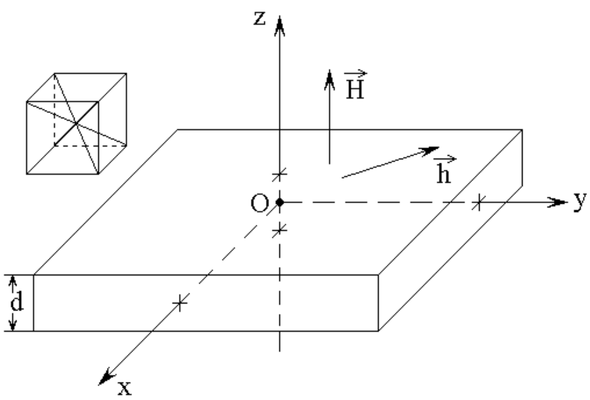

Рис. 1. Общая геометрия задачи.

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, поверхности пластины по z соответствуют координатам $\pm d/2$. Постоянное поле $\vec{H}$ перпендикулярно плоскости пластины, переменное поле $\vec{h}$ параллельно плоскости пластины.

2. Математический аппарат задачи

Математический аппарат задачи совпадает с приведенным в работе [22], а также [8]. Рассмотрение проводится на основе уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности в совокупности с уравнениями движения для упругого смещения. Уравнения для намагниченности имеют вид:

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

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

$$\frac{\partial m_z}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \cdot \left[\left(m_x + \alpha m_z m_y \right) \cdot H_{ey} - \left(m_y - \alpha m_x m_z \right) \cdot H_{ex} - \alpha \cdot \left(m_x^2 + m_y^2 \right) \cdot H_{ez} \right]; \quad (3)$$

эффективные поля:

$$H_{ex} = -\frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + \mathrm{h_x}; \quad (4)$$

$$H_{ey} = -\frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + h_y; \quad (5)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2}{M_0} \left(m_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial u_y}{\partial z} \right). \quad (6)$$

Уравнения для упругого смещения имеют вид:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}. \quad (8)$$

Граничные условия имеют вид:

$$\left.\frac{\partial u_x}{\partial z}\right|_{z=\pm d/2} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z; \tag{9}$$

$$\left.\frac{\partial u_y}{\partial z}\right|_{z=\pm d/2} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z, \tag{10}$$

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:

$$h_x = h_0 \sin\left(2\pi F_0 t\right); \tag{11}$$

$$h_y = -h_0 \cos\left(2\pi F_0 t\right), \tag{12}$$

где F_0 – частота возбуждения.

Подобно [22], система (1)-(12) решалась численно методом Рунге-Кутта четвертого порядка. Процедура решения подробно описана в работе [8].

3. Основные параметры задачи

Основные параметры материала пластины выберем типичными для железоиттриевого граната (ЖИГ): намагниченность насыщения: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, модуль упругости: $c_{44} = 7{,}64 \cdot 10^{11}$ эрг см$^{-3}$; плотность материала пластины $\rho = 5{,}17$ г см$^{-3}$. Базовое значение константы магнитоупругого взаимодействия возьмем равным таковому для ЖИГ: $B_2 = 6{,}96 \cdot 10^{6}$ эрг см$^{-3}$. Далее константу магнитоупругости будем варьировать, как будет указано в тексте. 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. Базовое значение амплитуды переменного поля: $h_0 = 20$ Э. Значение толщины пластины, соответствующее резонансу на частоте возбуждения, равно $d_0 = 0,6865$ мкм. В качестве базового примем значение в 20 раз большее: $d = 0,6865 \times 20 = 13,73$ мкм.

Для удобства дальнейшего рассмотрения, подобно [22], введем нормирующий параметр толщины пластины N_D в соответствии с формулой:

$$d = N_D \cdot d(res), \tag{13}$$

где $d(res) = 0,6865$ мкм (резонансное значение).

Таким образом:

$$N_D = d / d(res), \tag{14}$$

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

4. Общая картина явлений

В отсутствие 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.

Нормированные значения компонент намагниченности в зависимости от поля H_0 имеют вид:

$$m_x = \sqrt{1 - \left(\frac{H_0}{H_c}\right)^2}, \tag{15}$$

$$m_z = \frac{H_0}{H_c}, \tag{16}$$

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

$$H_c = 4\pi M_0. \tag{17}$$

При постоянном поле H_0 большем поля ориентационного перехода H_c, равновесная намагниченность ориентирована вдоль оси Oz. Если поле H_0 меньше поля ориентационного перехода H_c, то намагниченность отклонена от этой оси, составляя с ней угол θ, определяемый формулой:

$$\theta = \mathrm{arctg}\left(\frac{\mathrm{m_x}}{\mathrm{m_z}}\right). \tag{18}$$

При воздействии на такую отклоненную намагниченность переменным полем, равновесная намагниченность прецессирует по конусу, угол при вершине которого равен θ.

Общий характер прецессии положения равновесия намагниченности показан на рис. 2, где представлены развертки во времени (а, в) и параметрические портреты (б, г) колебаний намагниченности (а, б) и упругого смещения (в, г).

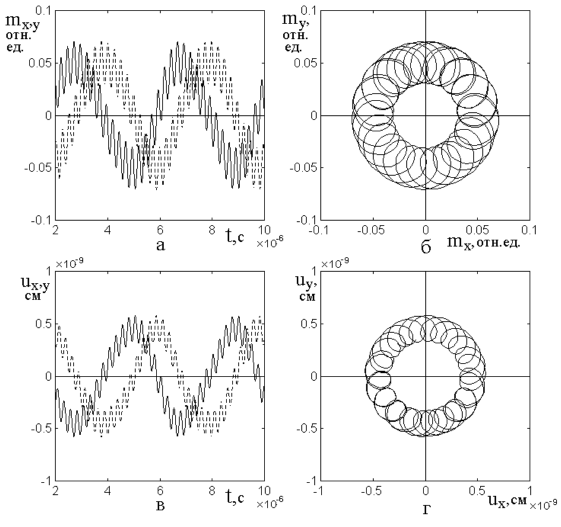

Рис. 2. Общий характер прецессии положения равновесия намагниченности. Развертки во времени (а, в) и прецессионные портреты (б, г) колебаний намагниченности (а, б) и упругого смещения (в, г). На эпюрах (а), (в) сплошные линии – компоненты $\mathrm{m_x}$, u_x, пунктирные линии – компоненты m_y, u_y.

Параметры: поле ориентационного перехода $\mathrm{H_c} = 1750$ Э; постоянное поле $\mathrm{H_0} = 1748$ Э; переменное поле $h_0 = 20$ Э, толщина пластины $\mathrm{d} = 13{,}73$ мкм. Остальные параметры приведены в разделе 3.

Из рис. 2б можно видеть, что для намагниченности прецессионный потрет в плоскости Oxy (б) представляет собой больше кольцо, сопровождаемое по огибающей малыми кольцами. Радиус большого кольца определяется углом отклонения намагниченности θ. Малые кольца соответствуют прецессии намагниченности вокруг равновесного положения и их радиус определяется интенсивностью возбуждения. Частота прецессии намагниченности по малым кольцам равна частоте возбуждения. Частота прецессии равновесного положения вокруг оси Oz значительно, до нескольких порядков, ниже частоты возбуждения. Более подробно прецессия положения равновесия намагниченности рассмотрена в работе [14, главы 9, 10].

Замечание, Рис. 2 намеренно построен при значении постоянного поля меньшего поля перехода на сравнительно небольшую величину – всего 2 Э. Практика показывает, что при большем отличии постоянного поля от поля перехода диаметры малых колец относительно сужаются, так что при отличии на 50 Э, то есть при поле $H_0 = 1700$ Э диаметры малых колец составляют около 20 % от диаметра большого, а при дальнейшем уменьшении поля еще более уменьшаются. Поэтому значение $H_0 = 1748$ Э выбрано для наглядности рисунка, чтобы более явно выделить структуру возбуждаемых колебаний.

Из рис. 2в,г можно видеть, что в магнитоупругой среде прецессия намагниченности сопровождается аналогичными колебаниями упругого смещения (в). Прецессионный портрет по упругому смещению (г) имеет вид, геометрически подобный портрету для намагниченности (б). То есть упругие колебания по структуре повторяют колебания намагниченности с учетом соответствующего соотношения размерностей.

5. Сравнение частот возбуждаемых колебаний

В работе [22] показано, что при определенных условиях, главным из которых является большая толщина пластины, значительно превышающая резонансную толщину на частоте возбуждения, амплитуда колебаний упругого смещения может значительно (до двух порядков) превышать амплитуду колебаний смещения при обычной прецессии намагниченности, соответствующей ферромагнитному резонансу. Рассмотрим далее свойства возбуждаемых таким образом упругих колебаний при различных условиях.

Прежде всего отметим, что частота возбуждаемых упругих колебаний значительно ниже частоты переменного поля $F_0 = 2800$ МГц. Толщина пластины, соответствующая резонансному возбуждению толщинных сдвиговых колебаний на этой частоте равна $d_0 = 0,6865$ мкм. Для получения упругих колебаний большой амплитуды за счет постоянного поля ниже поля перехода довольно удобной является толщина в 20 раз большая, то есть $d_c = 13,73$ мкм. Резонансная частота для сдвиговых толщинных колебаний при такой толщине в те же 20 раз ниже исходной 2800 МГц, то есть составляет 140 МГц.

В то же время, из рис. 8,9 в работе [22] можно видеть, что при $H_0 = 1200$ Э, $h_0 = 20$ Э и толщине пластины $d = 13,73$ мкм период колебаний упругого смещения составляет около 10^{-6} с, что соответствует частоте 1 МГц.

То есть частота возбуждаемых упругих колебаний в 140 раз ниже резонансной для толщинных сдвиговых колебаний.

Таким образом, можно сделать вывод, что возбуждаемые при прецессии равновесия намагниченности колебания упругого смещения имеют природу, отличную от толщинных сдвиговых колебаний.

Возможным вариантом колебаний, частота которых значительно ниже частоты сдвиговых толщинных колебаний могут явиться крутильные колебаний, которые будут рассмотрены далее.

6. Квадратичность смещения относительно толщины пластины

На противоположных поверхностях пластины смещение направлено в противоположные стороны. На середине толщины пластины смещение равно нулю. Величина (амплитуда) смещения по мере удаления от центральной плоскости пластины увеличивается линейно. Максимальное смещение имеет место на поверхности пластины.

Итак, знак намагниченности по всей толщине пластины сохраняется, знаки смещений на противоположных поверхностях пластины различны. Причина такого поведения смещения состоит в следующем. Граничные условия задают равенство производной от смещения на поверхностях пластины. При этом величина самого смещения граничными условиями не определяется. Смещение получается путем решения первой задачи по возбуждению упругих колебаний [8], которое состоит в двукратном интегрировании функции, определяемой только неоднородными граничными условиями без учета прецессии с однородными условиями. Это решение имеет вид [8, форм.(37)]

$$U(z,t) = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z \cdot z . \tag{19}$$

То есть смещение прямо (линейно) пропорционально координате. Видно, что при $\mathrm{z} = 0$ смещение равно нулю, а при изменении знака z знак решения тоже меняется. Это означает, что, несмотря на постоянство намагниченности по всей толщине пластины, возбуждаемое этой намагниченностью смещение на противоположных поверхностях пластины имеет противоположные знаки. Эти положения проверены многократно при различных вариантах параметров задачи и каких-либо отклонений не обнаружено.

При увеличении координаты регистрации смещения z больше половины толщины пластины, согласно формуле (19), смещение продолжает увеличиваться линейно, хотя там пластина уже отсутствует. Это явление связано с продолжением решения за пределы, определяемые граничными условиями. Точно таким же образом меняется решение для струны с закрепленными или свободными концами по синусу или косинусу за пределами струны, где тело струны уже отсутствует. Таким образом, за пределами пластины надо искусственно (в программе) положить смещение равным нулю.

Рассмотрим теперь, что происходит со смещением при изменении толщины пластины. Краткое рассмотрение выполнено в работе [22, раздел 11], здесь же проведем его более подробно.

Если координата регистрации упругих колебаний z фиксирована, то есть с толщиной не меняется, то амплитуда упругого смещения в этой точке от толщины не зависит. Если толщина постоянна, то смещение зависит от координаты z линейно, в соответствии с формулой (19).

Если теперь координату точки регистрации увеличивать одновременно с толщиной в такое же число раз, то амплитуда смещения в этой точке увеличивается квадратично по отношению к увеличению толщины пластины.

Квадратичность здесь получается из-за того, что линейное увеличение регистрации происходит дважды: первый раз за счет увеличения координаты регистрации при неизменной толщине и второй раз – за счет увеличения толщины при уже увеличенной координате регистрации.

Для практических целей, по-видимому, наиболее удобно регистрировать смещение на поверхности пластины, так что точка регистрации будет согласованно перемещаться с изменением толщины пластины. То есть можно полагать, что смещение на поверхности пластины зависит от толщины пластины квадратичным образом.

Для проверки такого положения была измерена зависимость амплитуды упругого смещения $\mathrm{u_x}$ от нормированной толщины пластины N_D, показанная на рис. 3 при различных значениях показателя степени в формуле:

$$\mathrm{u_x} = A_u \left(N_D \right)^n, \tag{20}$$

где $A_u = 1,40 \cdot 10^{-2}$ – нормирующий коэффициент (подобран эмпирически из сравнения с расчетом по формулам (1)-(12)), а значение n указано в подписи к рис. 3.

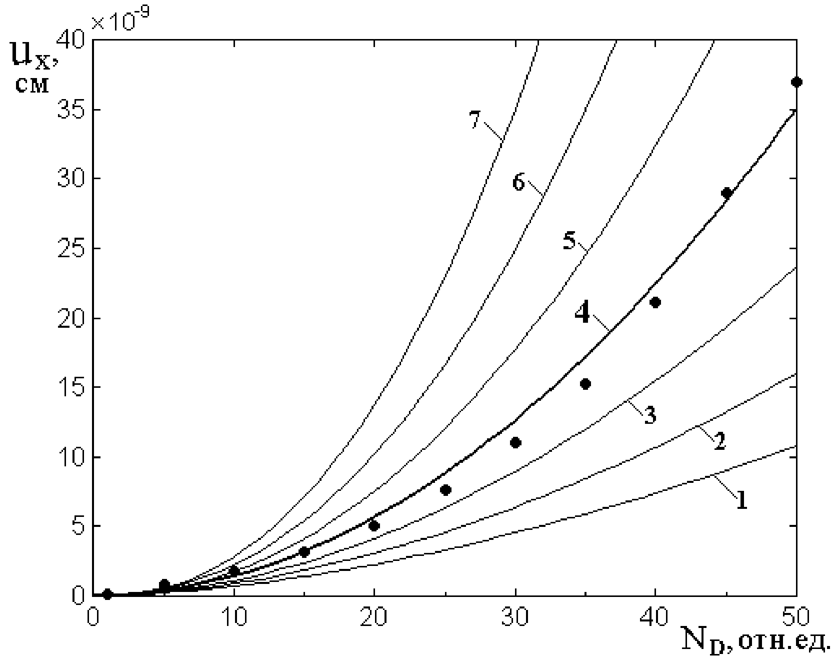

Рис. 3. Зависимость амплитуды упругого смещения от нормированной толщины пластины при различных значениях показателя степени n в формуле (20): $1 - 1{,}7$; $2 - 1{,}8$; $3 - 1{,}9$; $4 - 2{,}0$; $5 - 2{,}1$; $6 - 2{,}2$; $7 - 2{,}3$.
Точки рассчитаны из решения системы (1)-(12).
Параметры: постоянное поле $H_0 = 1200$ Э; переменное поле $h_0 = 20$ Э.
Остальные параметры приведены в разделе 3.

Из рисунка видно, что наилучшим образом с расчетными точками с точностью до 5 % совпадает кривая 4 (утолщенная линия) с показателем $n = 2{,}0$, то есть формула (20) принимает вид:

$$u_x = 1{,}40 \cdot 10^{-2} \left(N_D\right)^2, \tag{21}$$

что подтверждает квадратичный характер зависимости амплитуды упругого смещения от толщины пластины.

7. Механическая аналогия

В пользу квадратичности рассматриваемой зависимости можно провести определенную аналогию с механикой. Представим сечение пластины в виде цилиндра, ось которого перпендикулярна плоскости пластины. На этот цилиндр перпендикулярно его оси действует сила поля магнитострикции, вызванная отклоненным положением намагниченности. Будем полагать, что центр цилиндра закреплен, а сила действует на его основание, совпадающее с плоскостью пластины. Такая задача – на изгиб цилиндра, аналогична известной в механике задаче об изгибе балки, закрепленной на одном конце, другой конец которой подвержен действию силы, перпендикулярной оси балки [23, стр.286, рис. 2.12, стр.291-293, рис. 217], Решение механической задачи для величины поперечного отклонения балки длиной L дает формулу (88.7):

$$\mathrm{y}(\mathrm{L}) = \frac{M_0}{2EI} \cdot L^2, \tag{22}$$

где M_0 – момент действующей силы, E – модуль упругости, I – момент инерции поперечного сечения балки.

Таким образом, максимальное отклонение закрепленной на конце балки под действием перпендикулярной силы пропорционально квадрату длины балки.

В задаче о возбуждении упруго смещения прецессирующим равновесным положением намагниченности, можно полагать, что поле магнитострикции действует в плоскости пластины, а в качестве длины балки выступает толщина пластины. Таким образом, можно полагать, что величина упругого смещения на поверхности пластины при заданной величине поля магнитострикции пропорциональна квадрату от толщины пластины, подобно формуле (21).

8. Зависимость периода упругих колебаний от толщины пластины

Рассмотрим теперь, что происходит с периодом колебаний смещения при изменении толщины пластины. Краткое рассмотрение выполнено в работе [22, раздел 12], здесь же проведем его более подробно.

Следуя показанному в разделе 6, будем регистрировать амплитуду колебаний упругого смещения на поверхности пластины.

Обратимся к рис. 4, где точками приведена зависимость периода колебаний упругого смещения от нормированной толщины пластины, рассчитанная в соответствии с решением системы (1)-(12), а линиями – зависимости, построенные по эмпирическим формулам степенного характера:

$$\mathrm{T} = \mathrm{B_u}\left(N_D\right)^{\mathrm{n}} + C_u, \tag{23}$$

где $B_u = 2,2 \cdot 10^{-7}$ – нормирующий коэффициент (подобран эмпирически из сравнения с расчетом по формулам (1)-(12)), $\mathrm{C_u} = 0,07$ – постоянная добавка, единая для всех кривых, также подобранная из сравнения с (1)-(12), а значение n указано в подписи к рис. 4.

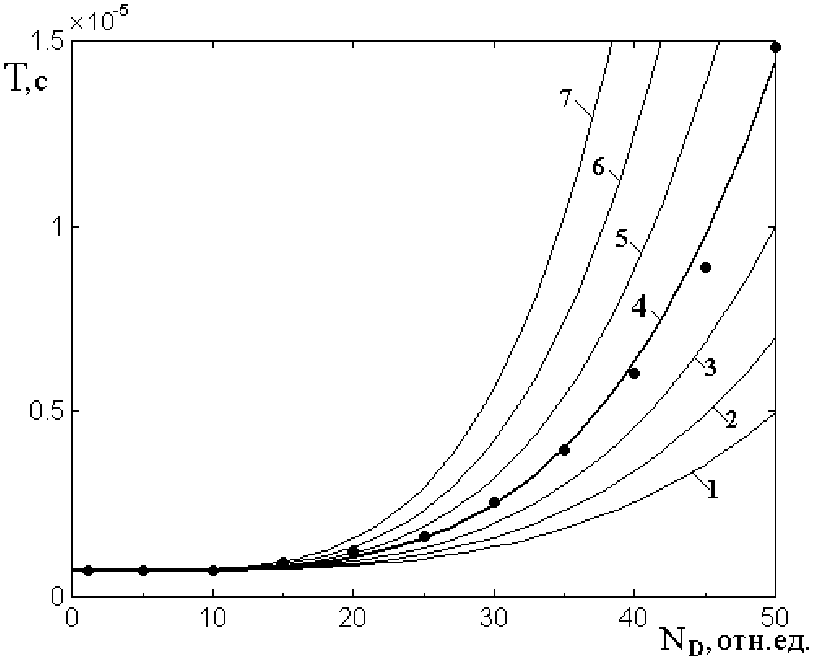

Рис. 4. Зависимость периода колебаний упругого смещения от нормированной толщины пластины при различных значениях показателя степени n в формуле (23): 1 – $3,7$; 2 – $3,8$; 3 – $3,9$; 4 – $4,0$; 5 – $4,1$; 6 – $4,2$; 7 – $4,3$.
Точки рассчитаны из решения системы (1)-(12).
Параметры: постоянное поле $\mathrm{H_0} = 1200$ Э; переменное поле $h_0 = 20$ Э.
Остальные параметры приведены в разделе 3.

Из рисунка видно, что наилучшим образом с расчетными точками совпадает кривая 4 (утолщенная линия) с показателем $\mathrm{n} = 4,0$, то есть формула (23) принимает вид:

$$\mathrm{T} = 2,2 \cdot 10^{-7} \cdot \left(N_D\right)^4 + 0,07. \qquad (24)$$

Таким образом, можно полагать, что зависимость периода колебаний упругого смещения от толщины пластины пропорциональна четвертой степени такой толщины.

9. Интерпретация зависимости периода от толщины пластины

В предыдущем разделе показано, что период колебаний упругого смещения пропорционален четвертой степени от толщины пластины. В настоящем разделе покажем, что такая зависимость может иметь место при крутильных колебаниях пластины вокруг оси, перпендикулярной ее плоскости.

Согласно постановке задачи (раздел 1), пластина в системе координат $Oxyz$ в плоскости Oxy является бесконечно протяженной. Однако в реальных экспериментах размеры пластины всегда ограничены. Представим такую ограниченную в плоскости Oxy пластину в виде вырезанного из нее по площади круглого диска, толщина которого равна толщине исходной пластины. Будем полагать, что находящаяся за границами диска часть пластины никак с диском не связана, то есть диск по боковым сторонам является свободным. Пусть ось координат Oz проходит через центр диска.

Положим, что в таком диске вокруг оси Oz возможны крутильные колебания [24, стр.57-58, 61-62], так что в процессе таких колебаний верхняя поверхность диска поворачивается в одном направлении, а нижняя – в противоположном. Согласно классике [24], период крутильных колебаний пропорционален квадратному корню из отношения момента инерции системы к коэффициенту крутильной жесткости, то есть для получения периода требуется определить эти два параметра.

Будем полагать, что прецессия положения равновесия возбуждает в диске упругие колебания. В разделе 6 показано, что в этом случае амплитуда смещения пропорциональна квадрату толщины пластины, то есть рассматриваемого диска:

$$\mathrm{u} \sim \mathrm{d}^2. \tag{25}$$

Будем считать, что на всей поверхности диска смещение однородно, то есть можно положить, что амплитуда смещения пропорциональна диаметру диска. При этом площадь диска будет пропорциональна квадрату смещения:

$$\mathrm{S_u} \sim u^2 \sim \left(d^2\right) = d^4. \tag{26}$$

Объем диска пропорционален произведению площади на толщину, то есть:

$$\mathrm{V_u} = S_u \cdot h \sim \left(d^4 \right) \cdot d = d^5 . \qquad (27)$$

Масса диска пропорциональна его объему:

$$m_u \sim V_u \sim d^5 . \qquad (28)$$

Момент инерции диска пропорционален его массе:

$$I_u \sim m_u \sim d^5 . \qquad (29)$$

Таким образом, момент инерции диска определен. Перейдем теперь к определению коэффициента крутильной жесткости.

Коэффициент жесткости – тем меньше, чем части тела удалены по высоте (то есть диск толще), то есть противоположные плоскости диска больше удалены друг от друга (то есть толстый диск менее жесток, чем тонкий):

$$\mathrm{G_{ud}} \sim \frac{1}{d} . \qquad (30)$$

Коэффициент жесткости тем меньше, чем площадка диска шире (широкие площадки легче крутить относительно друг друга, так как плечо приложения касательной силы увеличивается пропорционально ширине площадки). То есть коэффициент жесткости обратно пропорционален ширине площадки или диаметру диска. При этом диаметр диска, определяемый упругим смещением u, пропорционален квадрату толщины, то есть и коэффициент жесткости обратно пропорционален квадрату толщины:

$$\mathrm{G_{us}} \sim \frac{1}{d^2} . \qquad (31)$$

Эти оба фактора действуют одновременно, поэтому полный коэффициент жесткости пропорционален их произведению:

$$G_u = G_{ud} \cdot G_{us} \sim \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{d^2} = \frac{1}{d^3} . \qquad (32)$$

Таким образом, коэффициент жесткости также можно считать определенным.

Итак, момент инерции I_u пропорционален d^5 (29), а коэффициент жесткости G_u обратно пропорционален d^3 (32).

Период крутильных колебаний определяется формулой [24]:

$$T_u = 2\pi\sqrt{\frac{I_u}{G_u}}\,. \tag{33}$$

Подставляя I_u и G_u из (29) и (32), получаем:

$$T_u \sim \sqrt{\frac{d^5}{1/d^3}} = \sqrt{d^8} = d^4\,. \tag{34}$$

Таким образом, получаем, что период крутильных колебаний упругого смещения пропорционален четвертой степени от толщины пластины. Сопоставляя с зависимостью четвертой степени от толщины, представленной на рис. 4, можно сделать вывод, что колебания смещения, возбуждаемые прецессией равновесия, имеют именно крутильный характер.

10. Вариация параметров системы

В предыдущих разделах показано, что колебания упругого смещения, имеющие место в условиях ориентационного перехода, можно интерпретировать, как имеющие крутильный характер. Согласно классической формуле (33), период крутильных колебаний пропорционален квадратному корню из отношения момента инерции к коэффициенту крутильной жесткости. Для выяснения подобия наблюдаемых колебаний классическому случаю, выполним вариацию параметров колебательной системы и будем следить, в какой степени эти параметры влияют на амплитуду и период возбуждаемых колебаний.

В случае классических толщинных колебаний важнейшую роль играют модуль упругости c_{44} и плотность ρ среды, квадратный корень из отношения которых определяет скорость упругой волны [25, стр.28, форм.(12)]:

$$\mathrm{v} = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}\,. \tag{35}$$

Можно полагать, что для крутильных колебаний роль этих параметров также велика, поэтому именно с них начнем рассмотрение.

11. Вариация модуля упругости

Обратимся к рис. 5, где показаны зависимости периода (а) и амплитуды (б) колебаний упругого смещения от модуля упругости c_{44} при различных значениях нормирующего параметра толщины пластины:

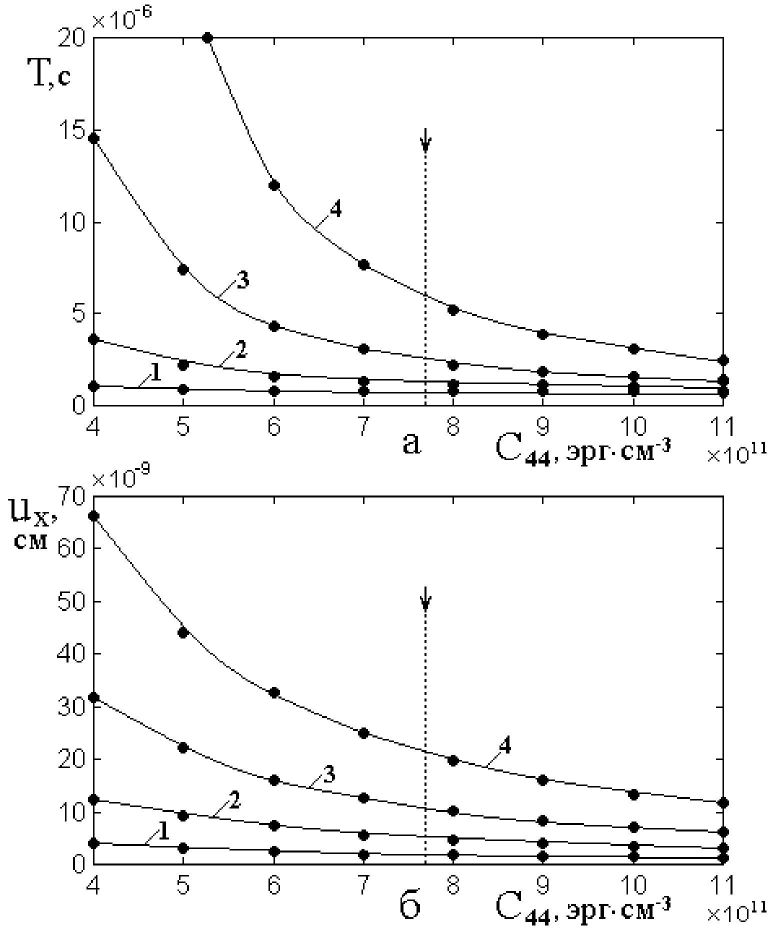

Рис. 5. Зависимости периода (а) и амплитуды (б) колебаний упругого смещения от модуля упругости c_{44} при различных значениях нормирующего параметра толщины пластины: 1 – $N_D = 10$ отн.ед.; 2 – $N_D = 20$ отн.ед.; 3 – $N_D = 30$ отн.ед.; 4 – $N_D = 40$ отн.ед. Вертикальная точечная линия соответствует базовому значению модуля упругости $c_{44} = 7{,}64 \cdot 10^{11}$ эрг см$^{-3}$. Постоянное поле $H_0 = 1200$ Э, амплитуда переменного поля $h_0 = 20$ Э. Остальные параметры указаны в разделе 3.

Из рис. 5а видно, что период колебаний смещения при увеличении модуля упругости c_{44} уменьшается. Можно полагать, что при увеличении модуля упругости коэффициент крутильной жесткости возрастает, так что система становится более жесткой. При этом частота колебаний с увеличением жесткости колебательной системы увеличивается, так что период колебаний уменьшается. С другой стороны, из уравнений движения для упругого смещения (7), (8), видно, что c_{44} входит в комбинации c_{44}/ρ, определяющей скорость волны сдвига или частоту собственных колебаний. В обоих случаях при увеличении c_{44} этот параметр увеличивается, так что период уменьшается.

В классическом случае толщинных колебаний период обратно пропорционален скорости волны, то есть обратно пропорционален квадратному корню из модуля упругости [25, стр.89, форм.(26)], так что и здесь система становится более жесткой. Однако в рассматриваемом случае зависимость не обратно пропорциональная, а более крутая. Так, например, для кривой 3 из двух значений модуля упругости $4\cdot 10^{11}$ эрг см$^{-3}$ и $8\cdot 10^{11}$ эрг см$^{-3}$ получаем изменение периода с $15\cdot 10^{-6}$ с до $2{,}5\cdot 10^{-6}$ с, то есть в 6 раз, а подстановка тех же значений модуля упругости в формулу (33) дает уменьшение периода только в 1,4 раза, то есть различие получается около 4 раз. Для кривой 2 такое же различие получается в 2,5 раз. Таким образом, уменьшение периода при увеличении модуля упругости подтверждает крутильный характер колебаний, однако в числовых значениях наблюдается различие до четырех раз. Можно полагать, что такое различие обусловлено сложностью рассматриваемой структуры, возбуждаемой не непосредственно, как классические крутильные колебания [24], а через посредство возбуждаемой переменным полем магнитной системы через прецессию намагниченности.

Из рис. 5б видно, что при увеличении модуля упругости амплитуда колебаний также уменьшается. Можно полагать, что такое уменьшение также связано с увеличением жесткости системы, ибо более жесткая система, возбуждаемая с той же интенсивностью, что исходная, заведомо будет колебаться с меньшей амплитудой. Другой причиной, вызывающей уменьшение амплитуды при увеличении c_{44}, является ослабление действия граничных условий, то есть связи упругой системы с магнитной. В самом деле, из граничных условий (9), (10) видно, что производная смещения на поверхностях пластины обратно пропорциональна величине c_{44}, то есть при увеличении этой константы связь между магнитной и упругой системами уменьшается, так что в случае сохранения амплитуды колебаний намагниченности, амплитуда упругих колебаний, вызываемых этой намагниченностью – уменьшается. Так что и здесь какие-либо противоречия с крутильным характером упругих колебаний отсутствуют.

Таким образом, можно полагать, что изменение характера колебаний упругого смещения при вариации модуля упругости, в основном, подтверждает их крутильный характер.

12. Вариация плотности пластины

Рассмотрим теперь другой параметр, определяющий скорость волны, а именно – плотность материала магнитной пластины. Обратимся к рис. 6, где показаны зависимости периода (а) и амплитуды (б) колебаний упругого смещения от плотности магнитной пластины ρ при различных значениях нормирующего параметра толщины пластины.

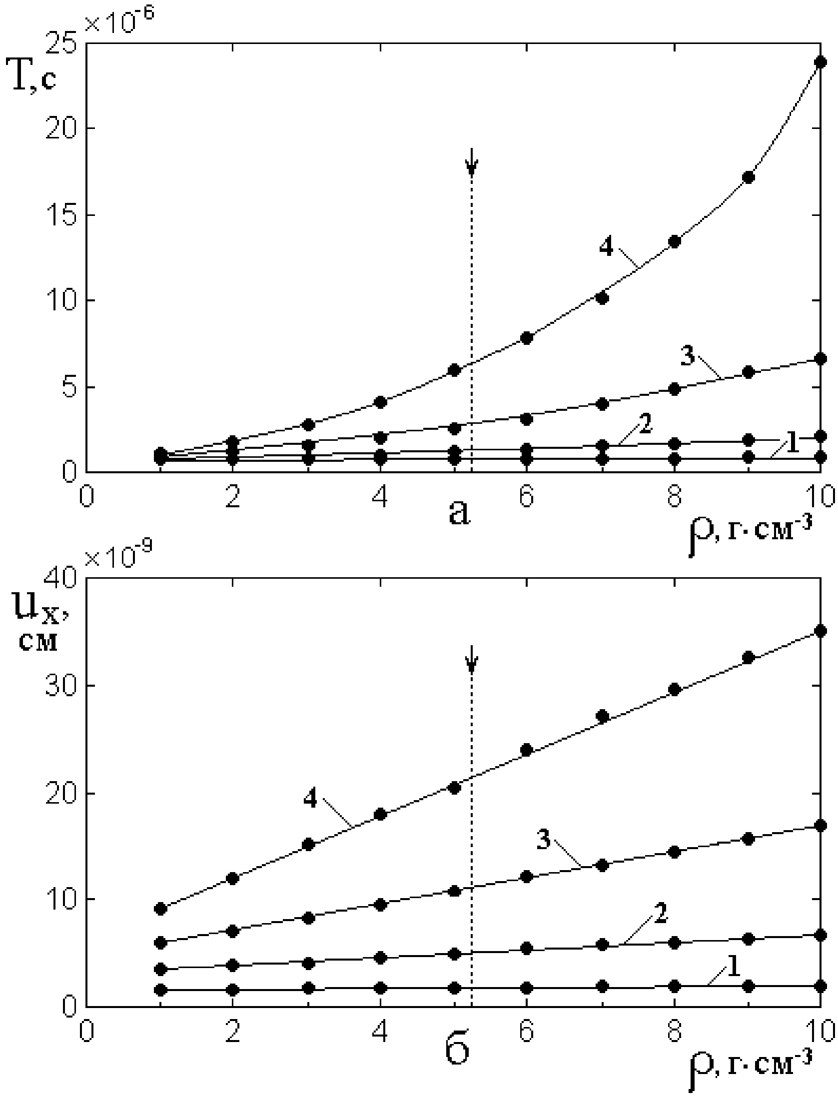

Рис. 6. Зависимости периода (а) и амплитуды (б) колебаний упругого смещения от плотности магнитной пластины ρ при различных значениях нормирующего параметра толщины пластины: 1 – $N_D = 10$ отн.ед.; 2 – $N_D = 20$ отн.ед.; 3 – $N_D = 30$ отн.ед.; 4 – $N_D = 40$ отн.ед. Вертикальная точечная линия соответствует базовому значению плотности $\rho = 5{,}17$ г см$^{-3}$. Постоянное поле $H_0 = 1200$ Э, амплитуда переменного поля $h_0 = 20$ Э. Остальные параметры указаны в разделе 3.

Из рис. 6а видно, что период колебаний упругого смещения при увеличении плотности материала уменьшается. Можно полагать, что при увеличении плотности общая масса системы при сохранении ее геометрии увеличивается, что приводит к увеличению момента инерции системы [23, стр.171, форм.(52.5).]. При этом, согласно формуле (33) период должен увеличиваться пропорционально квадратному корню из плотности материала. В самом деле, из рис. 6а видно, что период увеличивается, однако не пропорционально корню из плотности, а значительно быстрее. Следует отметить, что ускорение роста периода по сравнению с формулой (33) заметно лишь при больших значениях толщины, то есть для кривых 3 и особенно 4, тогда как кривая 2 при плотности больше 6 г см$^{-3}$ выходит на почти горизонтальный участок, а кривая 1 при той же плотности вообще почти насыщается. Так, для кривой 1 при плотности $\rho = 2$ г см$^{-3}$ период равен $\mathrm{T} = 0{,}70 \cdot 10^{-6}$с, при $\rho = 6$ г см$^{-3}$ период $\mathrm{T} = 0{,}80 \cdot 10^{-6}$с, при $\rho = 10$ г см$^{-3}$ период $\mathrm{T} = 0{,}84 \cdot 10^{-6}$с, то есть насыщается, что соответствует корневой зависимости.

Из рис. 6б видно, что при увеличении плотности зависимости при любых значения толщины всегда представляют собой прямые линии. При этом угловой коэффициент кривых тем выше, чем толщина больше. Такое поведение выходит за рамки формулы (33), однако говорит о том, что при увеличении толщины вовлеченная в круговое движение часть пластины дополнительно увеличивается, так что ее масса при увеличении плотности увеличивается не линейно, а с более высоки показателем степени, что дает увеличение момента инерции, присутствующего в числителе формулы (33), не линейно, а более круто, так что период увеличивается уже не по корневому закону, а быстрее, что и проявляется в более быстром росте кривых 3 и тем более 4 на рис. 6а.

С другой стороны, из уравнений движения для упругого смещения (7), (8) видно, что плотность материала пластины ρ входит в эти уравнения в знаменателе комбинации c_{44}/ρ, так что увеличение плотности ρ при условии сохранения данной комбинации эквивалентно уменьшению модуля упругости c_{44}, что, согласно рис. 5б, приводит к увеличению амплитуды смещения. То есть из уравнений (7), (8) с учетом рис. 5б также видно, что увеличение плотности материал пластины должно приводить к увеличению амплитуды колебаний смещения.

Таким образом, видно, что сочетание зависимостей для периода и амплитуды от плотности материала пластины также, по крайней мере, на качественном уровне, укладывается в модель крутильных колебаний упругого смещения.

Итак, можно полагать, что изменение характера колебаний упругого смещения при вариации плотности материала пластины, в основном, подтверждает их крутильный характер.

Замечание. Любопытно отметить тот факт, что при одновременном изменении c_{44} и ρ в одно и то же число раз, амплитуда колебании намагниченности остается на прежнем уровне, а амплитуда упругого смещения изменяется обратно пропорционально числу раз, на которое производилось изменение c_{44} и ρ. При этом уравнения движения для смещения (7), (8) не меняются, а изменяются только граничные условия (9), (10). То есть изменение жесткости системы полностью компенсируется изменением ее массы, а изменяется только «эффективность» граничных условий, обеспечивающих возбуждение упругих колебаний за счет магнитных. Заметим, что это явление не связано непосредственно с крутильным характером колебаний, а является достаточно общим и имеет место в классическом случае при поле, превышающем поле ориентационного перехода [8], однако здесь период колебаний несколько меняется, уменьшаясь при увеличении c_{44} подобно показанному на рис. 5а, тогда как в классике период при любом изменении c_{44} остается постоянным, равным периоду возбуждающего переменного поля.

13. Вариация диссипации намагниченности

Перейдем теперь к рассмотрению. других параметров системы, а именно – параметров диссипации.

Проверка показывает, что амплитуда колебаний намагниченности при любом увеличении параметров затухания, как магнитного α, так и упругого β, не меняется, так как эта амплитуда определяется величиной отклонения равновесной намагниченности от направления постоянного поля.

Амплитуда упругого смещения при увеличении параметра магнитно затухания α до 100 раз относительно базового значения $\alpha_0 = 0.02$ практически не меняется, а при увеличении параметра упругого затухания в 10 раз относительно базового значения $\beta_0 = 10^9$ с$^{-1}$ уменьшается на ~20 %. При этом период увеличивается на порядок и более, что многократно превышает увеличение амплитуды смещения при том же увеличении затухания. В связи со значительным преобладанием увеличения периода над уменьшением амплитуды, основное внимание в настоящей работе будет уделено изменению именно периода.

Обратимся к рис. 7, где показаны зависимости периода от нормированного значения параметра затухания по намагниченности α/α_0 при различных значениях нормированного параметра затухания по упругости β/β_0

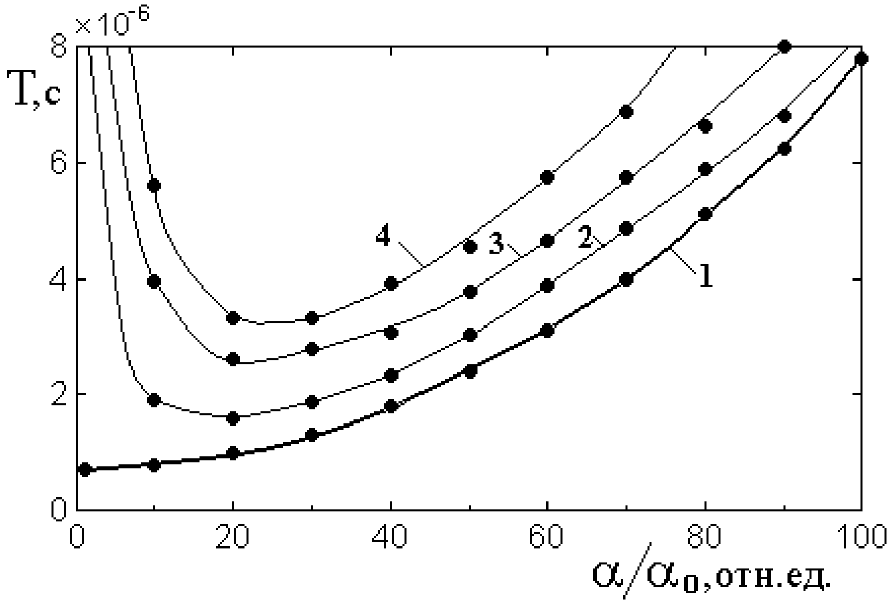

Рис. 7. Зависимости периода колебаний упругого смещения от нормированного параметра затухания по намагниченности α/α_0 при различных значениях нормированного параметра затухания по упругости β/β_0 : 1 – $\beta/\beta_0 = 1$ отн.ед.; 2 – $\beta/\beta_0 = 20$ отн.ед.; 3 – $\beta/\beta_0 = 60$ отн.ед.; 4 – $\beta/\beta_0 = 100$ отн.ед. Толщина пластины $N_D = 20$ отн.ед. Постоянное поле $H_0 = 1200$ Э, амплитуда переменного поля $h_0 = 20$ Э. Значения модуля упругости и плотности пластины – базовые. Остальные параметры указаны в разделе 3.

Кривая 1 (утолщенная линия) является базовой, то есть соответствует базовому значению параметра затухания по упругости. Остальные кривые соответствуют увеличению β/β_0. При малом увеличении β/β_0 зависимость почти не меняется. Так, при $\beta/\beta_0 = 10$ отн.ед. зависимость почти совпадает с кривой 1 (на чертеже не показана ввиду геометрического наложения на кривую 1). Остальные зависимости по мере увеличения β/β_0 располагаются тем выше, чем это параметр больше.

Такое расположение кривых, соответствующее увеличению периода по мере увеличения упругого затухания, происходит из-за того, что упругая система нагружает магнитную, то есть замедляет ее движение, причем тем сильнее, чем упругое затухание больше.

Можно видеть, что все кривые, кроме 1, имеют четко выражений «седловидный» характер, причем минимумы всех кривых приходятся на одно и то же значение магнитного затухания $\alpha/\alpha_0 = 20$ отн.ед., которое можно считать критическим. Ниже критического значения период при уменьшении α/α_0 резко возрастает и стремится к бесконечности, а выше – по мере увеличения α/α_0 постепенно возрастает тем скорее, чем затухание больше.

Наблюдаемый вид кривых 2-4 в определенной степени отражает вид зависимостей периода колебаний намагниченности от параметра магнитного затухания, которые показаны на рис. 9.9 в работе [14, стр.406-407].

Проверка, подобная проведенной в [14], показывает, что критическое значение соответствует переходу колебаний намагниченности от периодического режима при $\alpha/\alpha_0 < 20$ отн.ед. к апериодическому при $\alpha/\alpha_0 > 20$ отн.ед. Критическое значение параметра α в этом случае составляет $0{,}4$ отн.ед, $(0{,}02 \times 20)$, что как раз соответствует значению, приведенному в [14, стр.407]. Соответственно рост кривых, то есть увеличение периода, при увеличении α/α_0 ускоряется, так как чем труднее становится двигаться магнитной системе, тем она движется медленнее.

Рост кривых при уменьшении значения α/α_0 ниже критического также подобен росту кривой 1 на рис. 9.9 в работе [14]. Там эта кривая характеризует задержку начала развития прецессии равновесия из-за собственных колебаний намагниченности, имеющих при времени меньшем времени релаксации еще периодический характер (врезка в рис. 9.9 в [14]).

Таким образом, рост кривых 2-4 на рис. 7 показывает, что для крутильных колебаний упругого смещения необходимым условием их существования является периодический характер возбуждающих их колебаний намагниченности.

14. Вариация диссипации упругого смещения

Обратимся теперь к рис. 8, где показаны зависимости периода от нормированного значения параметра затухания по
упругому смещению β/β_0 при различных значениях нормированного параметра затухания по намагниченности α/α_0.

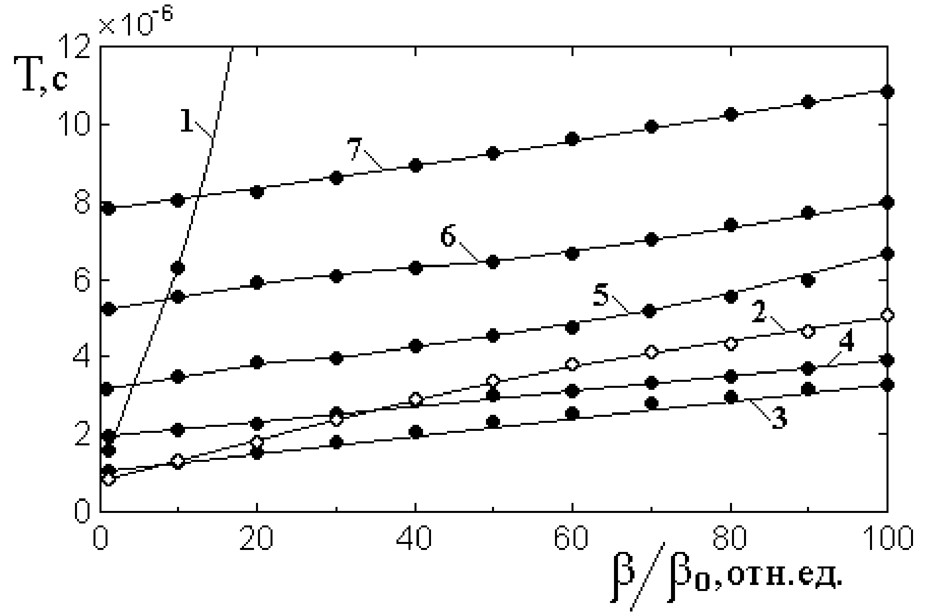

Рис. 8. Зависимости периода колебаний упругого смещения от нормированного параметра затухания по упругости β/β_0 при различных значениях нормированного параметра затухания по намагниченности α/α_0:
1 – $\alpha/\alpha_0 = 1$ отн.ед.; 2 – $\alpha/\alpha_0 = 10$ отн.ед.; 3 – $\alpha/\alpha_0 = 20$ отн.ед.;
4 – $\alpha/\alpha_0 = 40$ отн.ед.; 5 – $\alpha/\alpha_0 = 60$ отн.ед.; 6 – $\alpha/\alpha_0 = 80$ отн.ед.;
7 – $\alpha/\alpha_0 = 100$ отн.ед. Толщина пластины $N_D = 20$ отн.ед. Постоянное поле $H_0 = 1200$ Э, амплитуда переменного поля $h_0 = 20$ Э. Значения модуля упругости и плотности пластины – базовые. Остальные параметры указаны в разделе 3.

Из рисунка видно, что все кривые, в основном, по мере увеличения β/β_0 имеют возрастающий характер, причем рост близок к линейному.

Скорость роста кривой 1 значительно больше скорости роста остальных кривых, что связано с крайне малым значением магнитного затухания, когда колебания намагниченности имеют еще хорошо сформированный периодический характер, препятствуя тем самым возбуждению крутильных колебаний упругого смещения (подобно кривым 2-4 на рис. 7 при $\alpha/\alpha_0 < 20$ отн.ед.).

Остальные кривые 2-7 происходят уже при магнитном затухании выше критического, что обусловливает их более медленный рост. Кривая 2 (отмечена открытыми точками) соответствует значению α/α_0 еще меньшему критического, поэтому ее рост еще выше, чем у остальных кривых, однако уже близкому к критическому, поэтому она идет значительно менее полого, чем кривая 1.

Начиная с кривой 3 все последующие, зависимости соответствуют значениям α/α_0 равным или большим критического, поэтому их рост по сравнению с кривыми 1 и 2 замедляется. Тем не менее, все кривые по мере роста β/β_0 плавно возрастают из-за того, что упругая система нагружает магнитную тем сильнее, чем упругое затухание больше. По мере возрастания магнитного затухания α/α_0 кривые 3-7 занимают более высокие положения, то есть период упругих колебаний увеличивается, в соответствии с подобным ростом кривых 1-4 на рис. 7.

Из проделанного рассмотрения можно сделать вывод, что зависимость периода крутильных колебаний упругого смещения от как магнитного, так и упруго затухания полностью определяется характером соответствующих колебаний равновесного положения намагниченности, причем роль упругой системы сводится к созданию дополнительной нагрузки на магнитную систему, возрастающей при увеличении упругого затухания.

Заключение

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

Работа посвящена рассмотрению крутильных колебаний упругого смещения в схеме магнитострикционного преобразователя в условиях ориентационного перехода.

Приведена общая геометрия задачи, соответствующая схеме магнитострикционного преобразователя – нормально намагниченной магнитоупругой пластины с переменным полем круговой поляризации, ориентированным в плоскости пластины. Записаны уравнения движения для намагниченности и упругого смещения с соответствующими граничными условиями. Отмечено условие ориентационного перехода, обеспечиваемое значением постоянного поля, меньшим поля размагничивания пластины, так что намагниченность отклонена от направления поля на значительный угол, вплоть до 90 градусов.

Приведенная система уравнений решена методом Рунге-Кутта, получено развитие магнитных и упругих колебаний во времени. Показано, что в условиях ориентационного перехода имеет место прецессия положения равновесия намагниченности, вызывающая посредством магнитоупругого взаимодействия подобное движение упругого смещения, прецессионный портрет которого геометрически подобен таковому для намагниченности и образован большим кольцом, по огибающей сопровождаемым малыми кольцами, причем радиус большого кольца определяется углом отклонения намагниченности от направления поля, а радиусы малых колец определяются интенсивностью возбуждения посредством переменного поля. Установлено, что упругие колебания по структуре повторяют колебания намагниченности с учетом соответствующего соотношения размерностей.

Отмечено, что, согласно исследованиям, выполненным ранее, при большой толщине пластины, значительно превышающей резонансную для частоты возбуждения переменным полем, амплитуда колебаний упругого смещения может значительно (до двух порядков) превышать амплитуду колебаний смещения, соответствующих обычной прецессии намагниченности при ферромагнитном резонансе.

При этом частота возбуждаемых упругих колебаний значительно ниже частоты переменного поля, а также частоты упругого резонанса на частоте возбуждения, Отмечено, что при большой толщине пластины частота возбуждаемых упругих колебаний может быть более чем на два порядка ниже частоты возбуждения.

Отмечено, что возможным вариантом колебаний, частота которых значительно ниже частоты сдвиговых толщинных колебаний могут явиться крутильные колебаний пластины, при которых ее поверхности совершают противофазные движения кругового характера.

Исследована зависимость амплитуды колебаний упругого смещения от нормированной толщины пластины. Выполнена вариация степенной зависимости амплитуды колебаний от толщины пластины при значениях показателя степени от 1,7 до 2,3. Показано, что с точностью до 5 % наилучшее совпадение с расчетом дает показатель, равный двум, что подтверждает квадратичный характер зависимости амплитуды упругого смещения от толщины пластины.

Приведена механическая аналогия рассматриваемой зависимости путем представления сечения пластины в виде цилиндра, ось которого перпендикулярна плоскости пластины, причем на этот цилиндр перпендикулярно его оси действует сила поля магнитострикции, вызывающая изгиб цилиндра. В таком виде задача аналогична механической задаче об изгибе балки, закрепленной на одном конце, другой конец которой подвержен действию силы, перпендикулярной оси балки. Решение такой задачи показывает, что максимальное отклонение на конце балки пропорционально квадрату длины балки. Такая аналогия подтверждает, что величина упругого смещения на поверхности пластины пропорциональна квадрату от толщины пластины. .

Исследована зависимость периода колебаний упругого смещения от толщины пластины. Выполнена вариация степенной зависимости периода колебаний от толщины пластины при значениях показателя степени от 3,7 до 4,3. Показано, что с точностью до 5 % наилучшее совпадение с расчетом дает показатель, равный четырем, то есть зависимость периода колебаний упругого смещения от толщины пластины пропорциональна четвертой степени от такой толщины.

Выполнена интерпретация зависимости периода от толщины пластины на основе механической модели крутильных колебаний, при которых каждая из поверхностей пластины совершает круговое движение, ориентированное противоположно круговому движению другой плоскости пластины.

Пластина представлена в виде диска, толщина которого равна толщине пластины, а масса определяется объемом и плотностью материала пластины, причем диаметр диска, в соответствии с проведенным рассмотрением зависимости смещения от толщины, пропорционален квадрату толщины диска. Показано, что при такой геометрии момент инерции диска пропорционален пятой степени от толщины пластины,

С другой стороны, коэффициент круговой жесткости в плоскости пластины обратно пропорционален толщине пластины, а при представлении смещения пропорциональным квадрату толщины, полный коэффициент жесткости получается обратно пропорциональным третьей степени от толщины пластины.

В принятой геометрии период крутильных колебаний пропорционален квадратному корню из отношения момента инерции к коэффициенту жесткости, которое получается равным восьмой степени от толщины, так что период получается пропорциональным четвертой степени от толщины пластины, что согласуется с полученной из расчета зависимостью периода колебаний упругого смещения от толщины пластины, пропорциональной четвертой степени от толщины.

На основании полученных характеристик периода колебаний упругого смещения сделан вывод о том, что упругие колебания, возбуждаемые прецессией равновесного положения намагниченности в условиях ориентационного перехода, имеют крутильный характер.

Для проверки сделанного вывода о крутильном характере колебаний упругого смещения выполнена вариация параметров системы, таких как модуль упругости, плотность пластины и параметры затухания магнитного и упругого.

Исследованы зависимости периода и амплитуды колебаний упругого смещения от модуля упругости при различных значениях нормирующего параметра толщины пластины. Показано, что увеличение модуля упругости приводит к уменьшению периода колебаний, что в соответствии с увеличением крутильной жесткости подтверждает крутильный характер возбуждаемых упругих колебаний.

Исследованы зависимости периода и амплитуды колебаний упругого смещения от плотности материала пластины. Показано, что увеличение плотности приводит к увеличению момента инерции пластины, что дает увеличение периода колебаний, тем самым подтверждая их крутильный характер.

Исследованы зависимости периода колебаний упругого смещения от нормированного параметра затухания по намагниченности. Выявлено критическое значение параметра затухания, соответствующее переходу колебаний намагниченности от периодического движения к апериодическому. Показано, что необходимым условием возбуждения колебаний крутильного типа является превышение значения параметра затухания над критическим, так что периодическая прецессия намагниченности препятствует возбуждению крутильных колебаний, что подтверждает их характер, обособленный от классической прецессии намагниченности.

Исследованы зависимости периода колебаний упругого смещения от нормированного параметра затухания по упругому смещению. Показано, что необходимым условием возбуждения колебаний крутильного типа также является превышение параметра магнитного затухания над критическим значением, что дополнительно подтверждает обособленный характер крутильных колебаний.

Из проделанного рассмотрения сделан вывод. что зависимость периода крутильных колебаний упругого смещения от как магнитного, так и упруго затухания полностью определяется характером соответствующих колебаний равновесного положения намагниченности, причем роль упругой системы сводится к созданию дополнительной нагрузки на магнитную систему, возрастающей при увеличении упругого затухания.

Таким образом, показано, что вариации параметров системы в значительной степени подтверждают крутильный характер упругих колебаний, возбуждаемых прецессией равновесного положения намагниченности в условиях ориентационного перехода.

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

Литература

1. Kikuchi E. The ultra-sound converters. M.: 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. // Журнал радиоэлектроники. 2013. №2. 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 // 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 // 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 // Журнал радиоэлектроники. 2018. №11. http://jre.cplire.ru/jre/nov18/2/text.pdf
22. Власов В.С., Щеглов В.И. Возбуждение упругих колебаний в схеме магнитострикционного преобразователя в условиях ориентационного перехода. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №4. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.4.9
23. Стрелков С.П. Механика. М.: Наука. 1965.
24. Мандельштам Л.И. Лекции по теории колебаний, М.:Наука. 1972.
25. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука. 1972.

Для цитирования:

Власов В.С., Щеглов В.И. Крутильные колебания упругого смещения в схеме магнитострикционного преобразователя в условиях ориентационного перехода. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 5. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.5.13