РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2023, том 68, № 1, с. 69–74

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.874;537.624

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД НАМАГНИЧЕННОСТИ В УСЛОВИЯХ ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИИ ВЫСОКИХ ПОРЯДКОВ

© 2023 г. В. С. Власов[a], В. Г. Шавров[b], В. И. Щеглов[b, *]

[a]*Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина, Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация*

[b]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

**E-mail: vshcheg@cplire.ru*

Поступила в редакцию 17.05.2022 г.
После доработки 17.05.2022 г.
Принята к публикации 25.06.2022 г.

Рассмотрено влияние одноосной анизотропии высоких порядков на характер ориентационного перехода намагниченности. В геометрии нормального намагничивания среды относительно оси анизотропии получена плотность энергии и равновесное положение намагниченности в зависимости от величины приложенного поля. Рассмотрена ориентация намагниченности при анизотропии от второго до восьмого четных порядков включительно. В качестве примера рассмотрено одновременное присутствие анизотропии второго и четвертого порядков. Для этого случая получено алгебраическое уравнение третьей степени, для анализа которого использован дискриминант Кардано. Показано, что в случае отрицательного значения дискриминанта зависимость ориентации намагниченности от поля имеет гистерезисный характер.

DOI: 10.31857/S0033849423010138, **EDN:** CEWSJN

ВВЕДЕНИЕ

Ферритовые пленки находят широкое применение в устройствах обработки аналоговой информации в диапазоне СВЧ [1–5]. Для цифровой информации определенные перспективы открывают устройства на магнитных доменах и их стенках [6]. Особо следует отметить эксперименты по воздействию на пленки мощного излучения фемтосекундного лазера [7, 8], открывающие перспективы увеличения быстродействия цифровых устройств на несколько порядков.

В подобных устройствах используются ферриты, обладающие одноосной магнитной анизотропией. Приложение магнитного поля, перпендикулярного оси анизотропии, вызывает ориентационный переход намагниченности к направлению поля [9, 10]. В условиях ориентационного перехода динамика намагниченности имеет сложный характер, в том числе может прецессировать не только сам вектор намагниченности, но и его равновесное положение [10, гл. 9, 10]. В пленках с доменами существуют новые типы магнитостатических волн, в том числе имеющие обратный характер [11, гл. 12–14].

Исследования, касающиеся свойств намагниченности в условиях ориентационного перехода ограничиваются, как правило, рассмотрением простейшей одноосной анизотропии второго порядка. Однако в экспериментах на реальных пленках наблюдается анизотропия более высоких порядков, в частности четвертого [11, с. 296, 304], которая обусловливает гистерезисный характер ориентационных зависимостей частоты ферромагнитного резонанса и магнитостатических волн.

Целью настоящей работы является выяснение влияния анизотропии высоких порядков на характер ориентационных переходов намагниченности.

1. ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ

Рассмотрим ориентационный переход на примере намагничивания безграничной среды с одноосной анизотропией полем, перпендикулярным оси анизотропии. В основу рассмотрения положим схему, принятую для случая одноосной анизотропии второго порядка в работе [10, с. 202–207]. Основные понятия будем использовать аналогично принятым в [6, 12]. Геометрия задачи представлена на рис. 1.

При рассмотрении будем использовать две системы координат с общим основанием – декартову $Oxyz$ и сферическую $Or\theta\varphi$. Ось декартовой системы Oz ориентируем вдоль оси анизотропии, а ось Ox – вдоль внешнего поля $\vec{H}$. Полярный угол

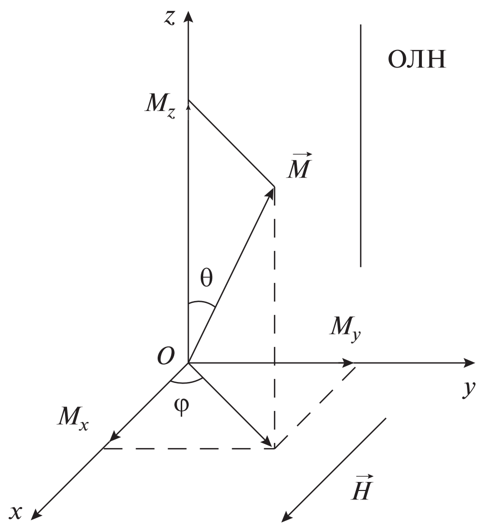

Рис. 1. Геометрия задачи [10], ОЛН – ось легкого намагничивания, т.е. ось одноосной анизотропии типа "легкая ось".

сферической системы θ будем отсчитывать от оси анизотропии, т.е. Oz, а азимутальный φ – от направления поля, т.е. Ox.

Компоненты вектора намагниченности имеют вид

$$M_x = M_0 \sin\theta \cos\varphi, \quad (1)$$

$$M_y = M_0 \sin\theta \sin\varphi, \quad (2)$$

$$M_z = M_0 \cos\theta. \quad (3)$$

2. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ И ЕЕ МИНИМИЗАЦИЯ

Будем полагать, что в отсутствие поля вектор намагниченности ориентируется вдоль оси Oz (анизотропия типа "легкая ось"). При включении поля вектор намагниченности постепенно поворачивается к направлению поля, т.е. переориентируется к оси Ox, в чем и состоит ориентационный переход. Когда поле достигает значения, равного полю анизотропии, намагниченность устанавливается точно вдоль оси Ox и далее не меняется, так что ориентационный переход заканчивается.

В силу симметричности геометрии переход происходит в плоскости Oxz, так что можно принять $\varphi = 0$. При этом компоненты вектора намагниченности (1)–(3) принимают вид

$$M_x = M_0 \sin\theta, \quad (4)$$

$$M_y = 0, \quad (5)$$

$$M_z = M_0 \cos\theta. \quad (6)$$

Подобно формуле, представленной в работе [10, (4.211)], запишем плотность энергии одноосной анизотропии высоких порядков в виде

$$U_a = \alpha_2 m_z^2 + \alpha_4 m_z^4 + \ldots + \alpha_{2n} m_z^{2n} + \ldots, \quad (7)$$

где α_{2n} – константы анизотропии порядка $2n$, m_z – нормированная на M_0 компонента намагниченности: $m_z = M_z / M_0$.

Учитывая, что

$$M_x^2 + M_y^2 + M_z^2 = M_0^2, \quad (8)$$

а также полагая $M_y = 0$, так что

$$M_z^2 = M_0^2 - M_x^2, \quad (9)$$

приведем (7) к виду

$$U_a = \frac{K_2}{M_0^2} M_x^2 + \frac{K_4}{M_0^4} M_x^4 + \ldots + \frac{K_{2n}}{M_0^{2n}} M_x^{2n} + \ldots. \quad (10)$$

С учетом (4) плотность энергии анизотропии принимает вид

$$U_a = K_2 \sin^2\theta + K_4 \sin^4\theta + \ldots + K_{2n} \sin^{2n}\theta + \ldots. \quad (11)$$

Эффективное поле анизотропии, получаемое из формулы (4), в соответствии с [10, (4.55)], принимает вид

$$H_a = \left.\frac{\partial U_a}{\partial M_x}\right|_{M_x = M_0} = \frac{2K_2}{M_0^2} M_x + \\ + \left.\frac{4K_4}{M_0^4} M_x^3 + \ldots \frac{2nK_{2n}}{M_0^{2n}} M_x^{2n-1} + \ldots\right|_{M_x = M_0} = \\ = \frac{2}{M_0}\left(K_2 + 2K_4 + \ldots + 2nK_{2n} + \ldots\right). \quad (12)$$

Рассматриваемый здесь ориентационный переход состоит в воздействии на намагниченность двух сил – анизотропии и внешнего поля. То есть теперь еще следует определить роль внешнего поля. Плотность энергии взаимодействия намагниченности с внешним полем равна [6, 12]:

$$U_m = -\vec{M}\vec{H}. \quad (13)$$

В принятой геометрии получаем

$$U_m = -M_0 H_0 \sin\theta. \quad (14)$$

С учетом (12) введем нормированное внешнее поле:

$$h = \frac{H_0}{H_a} = \frac{H_0 M_0}{2\left(K_2 + 2K_4 + \ldots + 2nK_{2n} + \ldots\right)}. \quad (15)$$

При этом (14) принимает вид

$$U_m = -2h\left(K_2 + 2K_4 + \ldots + 2nK_{2n} + \ldots\right)\sin\theta. \quad (16)$$

Примем полную энергию в виде

$$U = U_a + U_m, \quad (17)$$

откуда с учетом (11) и (14) получаем

$$U = K_2 \sin^2\theta + K_4 \sin^4\theta + \ldots + \\ + K_{2n} \sin^{2n}\theta + \ldots - \\ - 2h\left(K_2 + 2K_4 + \ldots + 2nK_{2n} + \ldots\right)\sin\theta. \quad (18)$$

Равновесная ориентация вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода соответствует минимуму плотности энергии (18). Минимум найдем из условия

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = 0, \quad (19)$$

подставляя в которое (18) и разделяя на $2\cos\theta$, получаем

$$K_2 \sin\theta + 2K_4 \sin^3\theta + \ldots + nK_{2n} \sin^{2n-1}\theta + \ldots - \\ - h\left(K_2 + 2K_4 + \ldots + 2nK_{2n} + \ldots\right) = 0. \quad (20)$$

Это – уравнение для определения равновесной ориентации вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода. Неизвестным параметром, подлежащим определению, здесь является полярный угол θ вектора намагниченности $\vec{M}$.

Можно видеть, что относительно $\sin\theta$ это уравнение по структуре является степенным, с показателем степени, возрастающим по мере увеличения порядка анизотропии. Так, для анизотропии порядка $2n$ в отсутствие более высоких порядков степень уравнения равняется $2n - 1$, причем показатели степени являются нечетными.

При ограниченном значении n уравнение (20) принимает вид

$$K_2 \sin\theta + 2K_4 \sin^3\theta + \ldots + 2nK_{2n} \sin^{2n-1}\theta - \\ - h\left(K_2 + 2K_4 + \ldots + 2nK_{2n}\right) = 0. \quad (21)$$

Решение полученного уравнения при произвольном, даже ограниченном числе $n > 2$, аналитическими средствами вряд ли возможно. Однако если ограничиться рассмотрением анизотропии только одного порядка $2n$, так что все константы анизотропии кроме K_{2n} обращаются в нуль, то уравнение (20) принимает вид

$$2nK_{2n} \sin^{2n-1}\theta - h\left(2nK_{2n}\right) = 0, \quad (22)$$

из которого получаем

$$\sin^{2n-1}\theta - h = 0. \quad (23)$$

При этом

$$\theta = \arcsin\left(h^{1/(2n-1)}\right). \quad (24)$$

Примечательно, что в этом случае угол θ от величины константы анизотропии не зависит в силу нормировки поля. Можно видеть, что при $n = 1$, т.е. когда анизотропия имеет только второй порядок, выражение (24) дает

$$\theta = \arcsin\left(h\right), \quad (25)$$

что совпадает с подобной формулой, полученной в [10, (5.24)].

Замечание. Можно полагать, что влияние анизотропии высоких порядков с ростом величины порядка постепенно убывает. Подобные экспериментальные данные по одноосной анизотропии авторам данной работы не известны, однако относительно кубической анизотропии отмечено, что константа шестого порядка (в традиционном обозначении K_2), как правило, в несколько раз меньше константы анизотропии четвертого порядка (традиционное обозначение K_1) [3, рис. 2.12].

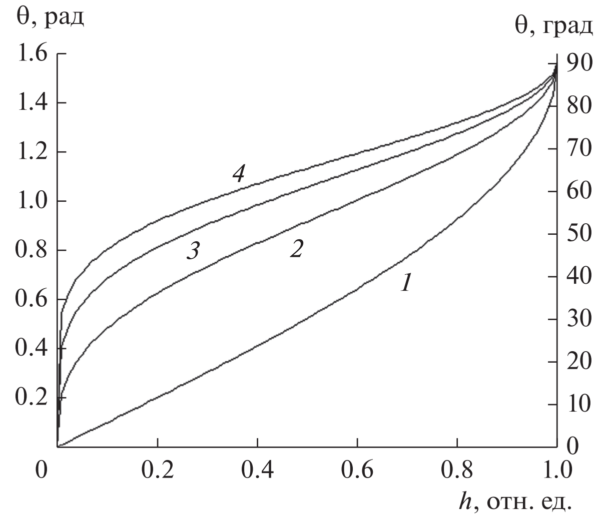

Рис. 2. Зависимости равновесного значения полярного угла намагниченности θ от нормированного поля h при различных порядках анизотропии: *1* – второй, *2* – четвертый, *3* – шестой, *4* – восьмой.

3. ОРИЕНТАЦИЯ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕХОДА ПРИ АНИЗОТРОПИИ ВЫСОКИХ ПОРЯДКОВ

На рис. 2 представлены зависимости равновесного значения полярного угла намагниченности θ от нормированного поля h при различных порядках анизотропии, построенные в соответствии с формулой (24).

Из рисунка видно, что увеличение порядка анизотропии ускоряет начальное отклонение вектора намагниченности от оси Ox, причем такое ускорение проявляется тем сильнее, чем порядок анизотропии выше. Однако далее стремление ориентации вектора намагниченности к направлению поля

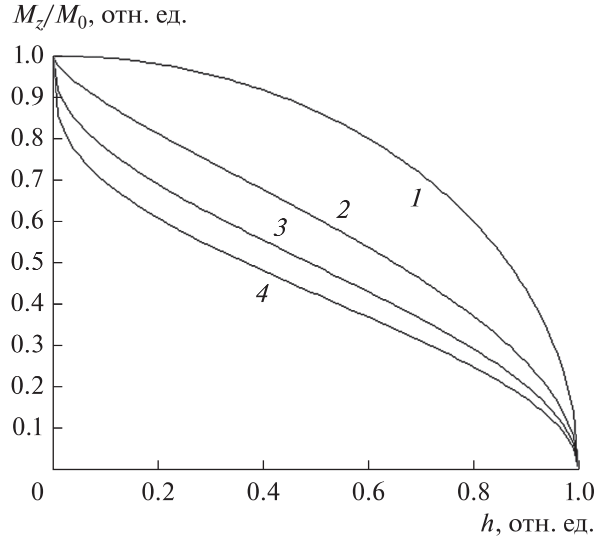

Рис. 3. Зависимости нормированного значения компоненты намагниченности M_z от нормированного поля h при различных порядках анизотропии: *1* — второй, *2* — четвертый, *3* — шестой, *4* — восьмой.

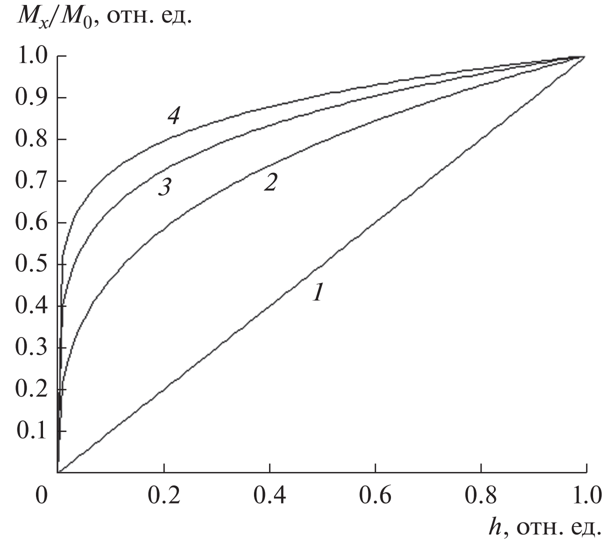

Рис. 4. Зависимости нормированного значения компоненты намагниченности M_x от нормированного поля h при различных порядках анизотропии: *1* — второй; *2* — четвертый; *3* — шестой; *4* — восьмой.

все же замедляется и намагниченность выстраивается вдоль поля при одном и том же значении нормированного поля, равном единице.

На рис. 3 представлены зависимости нормированного значения компоненты намагниченности M_z от нормированного поля h при различных порядках анизотропии, построенные по формуле (24) с учетом (6).

Из рисунка видно, что увеличение порядка анизотропии ускоряет начальный спад z-компоненты вектора намагниченности от поля h, причем такое ускорение проявляется тем сильнее, чем порядок анизотропии выше. Однако далее стремление ориентации вектора намагниченности к направлению поля все же замедляется и z-компонента намагниченности обращается в нуль при одном и том же значении нормированного поля, равном единице.

На рис. 4 представлены зависимости нормированного значения компоненты намагниченности M_z от нормированного поля h при различных порядках анизотропии, построенные по формуле (24) с учетом (4).

Из рисунка видно, что увеличение порядка анизотропии ускоряет начальный рост x-компоненты вектора намагниченности от поля h, причем такое ускорение проявляется тем сильнее, чем порядок анизотропии выше. Однако далее стремление ориентации вектора намагниченности к направлению поля все же замедляется и x-компонента намагниченности стремится к единице при одном и том же значении нормированного поля, равном единице.

Из кривых, приведенных на рис. 3 и 4, следует, что при одном и том же значении поля h и одинаковых порядках анизотропии всегда выполняется соотношение

$$M_x^2 + M_z^2 = M_0^2, \qquad (26)$$

следующее из (8) при $M_y = 0$.

4. ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ АНИЗОТРОПИИ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА

Рассмотрим еще один частный случай, который соответствует ограничению максимальным значением $n = 2$. Уравнение (21) принимает вид

$$K_2 \sin\theta + 2K_4 \sin^3\theta - h\left(K_2 + 2K_4\right) = 0. \qquad (27)$$

Разделим на $2\,K_4$ и запишем в порядке убывания степеней $\sin\theta$:

$$\sin^3\theta + \frac{K_2}{2\,K_4}\sin\theta - \frac{h\left(K_2 + 2K_4\right)}{2K_4} = 0. \qquad (28)$$

Отметим, что деление на K_4 предполагает эту константу отличной от нуля. Тем не менее предельный переход к случаю $K_4 \to 0$, т.е. анизотропии второго порядка, все же возможен, так как при малых значениях K_4 второе и третье слагаемые становятся настолько большими, что первым можно пренебречь. Тогда из числителей второго и третьего слагаемых как раз получается соотношение (25), что и соответствует анизотропии второго порядка.

Уравнение (28) содержит $\sin\theta$ в третьей степени, так что является кубическим. Чтобы выявить это в более явном виде, переобозначим переменную:

$$\sin\theta \to y, \tag{29}$$

а также введем вспомогательные обозначения:

$$a = \frac{K_2}{2K_4}; \tag{30}$$

$$b = -\frac{h(K_2 + 2K_4)}{2K_4}. \tag{31}$$

С этими обозначениями (28) принимает вид

$$y^3 + ay + b = 0. \tag{32}$$

Это – классический вид кубического уравнения, способ аналитического решения которого можно найти, например в [10, (2.158), (2.173), (2.223)–(2.225); 13, с. 44; 14, с. 198].

Поскольку уравнение имеет третью степень, то в общем случае оно может содержать от одного до трех действительных решений. Классическим критерием количества решений является знак дискриминанта Кардано:

$$D = \frac{b^2}{4} + \frac{a^3}{27}. \tag{33}$$

При $D > 0$ уравнение имеет один корень, при $D < 0$ – три корня. Условие $D = 0$ является переходным, когда три решения вырождаются до слияния в одну точку.

Из структуры выражений (30) и (31) можно видеть, что знак детерминанта (33) будет зависеть от соотношения величин и знаков констант K_2 и K_4. Так, положительный знак этих констант соответствует анизотропии типа “легкая ось”, а отрицательный – “легкая плоскость”. Различие знаков может привести к отклонению минимума плотности энергии от положения намагниченности вдоль оси Oz, так что ориентационный переход может приобрести гистерезисный характер.

Иллюстрация гистерезисного характера ориентационного перехода представлена на рис. 5. Значения констант K_2 и K_4 намеренно выбраны такими, чтобы детерминант (33) мог быть отрицательным. При этом константа K_2 обеспечивает анизотропию типа “легкая плоскость”, константа K_4 – анизотропию типа “легкая ось”. В определенном интервале поля h уравнение (32) имеет три корня, так что два крайних решения получаются устойчивыми, а среднее между ними – неустойчивым.

В силу симметрии задачи (см. рис. 1) по-прежнему полагаем, что намагниченность ориентируется в плоскости Oxz. Одновременное действие двух констант в отсутствие поля ориентирует равновесное положение намагниченности в промежутке между осями Ox и Oz. При этом угол θ может принимать два энергетически эквивалентных значения $+51°$ и $-51°$, соответствующие точкам A и E на рис. 5. Точка C соответствует неустойчивому равновесию при $\theta = 0°$. При включении поля корни уравнения (32) дают кривые AB, CD, ED, причем кривая CD является неустойчивой.

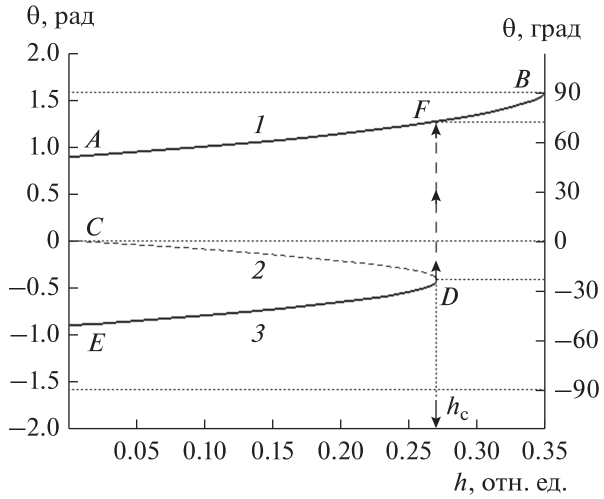

Рис. 5. Зависимости равновесного значения полярного угла намагниченности θ от нормированного поля h при анизотропии второго и четвертого порядков; параметры: $K_2 = -100$ отн. ед.; $K_4 = 100$ отн. ед.

Детерминант (33) является отрицательным только до критического значения поля, определяемого из условия $D = 0$ следующим соотношением:

$$h_c = \sqrt{-\frac{2K_2^3}{27K_4(K_2 + 2K_4)^2}}. \tag{34}$$

Выше этого значения детерминант меняет знак на положительный. Подстановка принятых значений констант дает $h_c = 0.2722$ отн. ед. Таким образом, при $h < h_c$ уравнение (32) имеет три корня, а при $h \geq h_c$ – один, что и дает на рис. 5 левее h_c три кривые, а правее – только одну.

При включении поля угол θ, стартующий из точки A, плавно увеличивается, стремясь к 90°, в соответствии с кривой AB. В точке B намагниченность ориентирована точно вдоль поля, так что ориентационный переход заканчивается. Можно видеть, что кривая AB подобна кривой *1* на рис. 2.

Не так себя ведет намагниченность, угол θ которой стартует с отрицательного значения из точки E. Здесь он сначала возрастает до точки D, соответствующей критическому значению поля h_c (34), после чего резким скачком перебрасывается на верхнюю ветвь – в точку F на кривой AB и далее следует кривой FB.

При уменьшении поля, т.е. при обратном движении по кривой AB из точки B угол θ следует точно кривой AB, не обращая внимания на точку F.

Таким образом, прямое движение из точки A происходит по кривой AB, а из точки E по имеющей излом кривой $EDFB$. Обратное движение из точки B всегда происходит только по кривой AB.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено влияние одноосной анизотропии высоких порядков на характер ориентационного перехода намагниченности. В геометрии нормального намагничивания среды относительно оси анизотропии получена плотность энергии и равновесное положение намагниченности в зависимости от величины приложенного поля. Рассмотрение проведено для анизотропии, начиная со второго и всех последующих четных порядков произвольного их номера, однако отмечено, что согласно экспериментальным данным влияние анизотропии на ориентацию намагниченности при увеличении порядка анизотропии постепенно убывает. В качестве примера рассмотрена ориентация намагниченности при анизотропии от второго до восьмого четных порядков включительно. Показано, что увеличение порядка анизотропии относительно зависимости ориентации намагниченности от поля приводит к ускорению начального спада компоненты намагниченности вдоль оси анизотропии, а также начального роста компоненты намагниченности вдоль той же оси, причем такое ускорение проявляется тем сильнее, чем порядок анизотропии выше. В качестве другого примера рассмотрено одновременное присутствие анизотропии второго и четвертого порядков. Показано, что сосуществование анизотропии обоих порядков приводит к алгебраическому уравнению третьей степени, для анализа которого предложено использовать знак дискриминанта Кардано. Отмечено, что в случае отрицательного значения дискриминанта зависимость ориентации намагниченности от поля имеет гистерезисный характер. Показано, что в отсутствие поля возможны две ориентации намагниченности, симметричные относительно оси анизотропии. При увеличении поля намагниченность из одной ориентации плавно стремится к направлению поля, а из второй при критическом значении поля претерпевает скачок к направлению первой. При уменьшении поля реализуется только одна ориентация намагниченности, стремящаяся к первому начальному значению.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-55-53019 ГФЕН_а), Российского научного фонда (проекты № 21-72-20048 и № 21-47-00019) и Правительства Республики Коми и РФФИ (грант 20-42-110004, р_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гуревич А.Г.* Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматлит., 1960.
2. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
3. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
4. *Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит, 2016.
5. *Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах. М.: Физматлит, 2017.
6. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
7. *Walowski J., Münzenberg M.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. № 14. P. 140901(16).
8. *Чернов А.И., Кожаев М.А., Ветошко П.М. и др.* // ФТТ. 2016. Т. 58. № 6. С. 1093.
9. *Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З.* Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979.
10. *Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит, 2018.
11. *Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. М.: Физматлит, 2019.
12. *Вонсовский С.В., Шур Я.С.* Ферромагнетизм. М.: Гостехиздат, 1948.
13. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973.
14. *Сушкевич А.К.* Основы высшей алгебры. М., Л.: Гостехтеориздат, 1941.