

УДК 537.611.3

Ю.И. Джежеря¹, Е.С. Климук²

¹ Институт магнетизма НАН Украины, 03142, Киев, бул. Вернадского, 36-б

² НТУУ «КПИ», 03056, Киев, просп. Победы, 37

e-mail: dui_kpi@ukr.net

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНЕТИКОВ В УСЛОВИЯХ ПРОТЕКАНИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА

В работе представлены результаты теоретического исследования магнитных и резонансных свойств цилиндрических магнетиков в процессе перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние в случае фазового перехода первого рода. Определено условие, при котором формирование периодической доменной структуры в перпендикулярном магнитном поле становится энергетически выгодным. Рассмотрены особенности магнитных резонансных спектров при формировании фазовых доменов. Получена зависимость резонансного поля системы ферромагнитных доменов от намагниченности и температуры.

Ключевые слова: фазовый переход, магнетик, домен, магнитное поле, ферромагнитный домен.

Введение

Вопросы, связанные с сосуществованием фаз в процессе магнитных фазовых переходов (ФП) первого рода, привлекают внимание исследователей, начиная с 60-х годов двадцатого столетия [1–3]. В последнее время интерес к ним существенно усилился в связи с наблюдением ФП первого рода в материалах, являющихся перспективными для применения в устройствах магнитной записи и считывания информации [4–6]. Следует также отметить, что стремительное развитие экспериментальных методик, наблюдающееся в последние годы, позволило глубже взглянуть на эффекты, сопровождающие ФП первого рода и, в свою очередь, привело к необходимости их более детального анализа и осмысления [7–9].

В работах [1, 2, 10, 11] было показано, что при определенном соотношении между обменными, упругими и магнитоупругими константами магнетика ФП между РМ и FM или антиферромагнитным (AFM) состояниями

может происходить как ФП первого рода. Характер перехода из неупорядоченного (парамагнитного) состояния в магнитоупорядоченное может быть определен из вида кривых Арротта-Белова [3, 12].

Для ФП первого рода характерно наличие режима смешанных фаз, т.е. температурной области, в которой обе фазы сосуществуют. При быстром повышении или понижении температуры наблюдается температурный гистерезис, который также часто используется для идентификации ФП первого рода [13, 14].

В процессе ФП первого рода переход из одной фазы в другую осуществляется путем образования зародышей новой фазы. Механизмы зародышеобразования детально анализировались в работах [10, 11, 13, 15–19].

Кинетику ФП первого рода удобно исследовать с помощью резонансных методик [18, 20]. Эффективность таких методик была продемонстрирована при исследовании замещенных перовскитовых манганитов [21–24]. Для этих материалов информативным также является исследование электрических и магниторезистив-

ных свойств [4, 20, 25–27].

В работе [18] сделан вывод, что сосуществующие фазы нельзя рассматривать как независимые и что взаимное влияние фаз может существенно изменять свойства системы. Базируясь на результатах модельных расчетов для случая перехода РМ – FM первого рода, авторы показывают, что учет взаимного влияния сосуществующих фаз приводит к качественному изменению температурной зависимости резонансных полей каждой из фаз. Так, резонансное поле РМ фазы становится зависимым от формы образца, объемной доли FM фазы и ее намагниченности насыщения. Температурная зависимость резонансных полей парамагнитной фазы становится немонотонной. Экспериментальные данные находятся в согласии с результатами модельных расчетов [21, 23, 28–30].

Для визуализации процессов зародышеобразования весьма информативным является использование магнитной силовой микроскопии [6, 7], или сканирующей электронной микроскопии с поляризационным анализом [5], а также сканирование образца с применением микродатчика Холла [31, 32]. Применение таких методик позволило исследовать динамику ФП первого рода в различных классах материалов. Так, в [7] изучали переход РМ – FM в сплаве $Gd_5(Si_xGe_{1-x})_4$, который интересен как материал с гигантскими магнитострикцией, магнитосопротивлением и магнитокалорическим эффектом. В работах [6, 20, 31, 33] приведены результаты исследования переходов AFM – FM в псевдобинарных сплавах $CeFe_2$, системе Fe-Rh, а также в замещенных перовскитовых манганитах. Была изучена динамика взаимопревращения фаз при изменении температуры, магнитного поля и с течением времени. Показано, что, несмотря на существенные различия в химическом составе материалов, их структуре, виде магнитного упорядочения и т.п., процессы образования и роста зародышей новой фазы имеют общие черты.

Теоретические и экспериментальные

исследования показывают, что протекание магнитных ФП первого рода в пленочных образцах имеет свои особенности [5, 10, 17, 34]. Изучению процесса зародышеобразования и протекания магнитного фазового перехода первого рода (РМ – FM, AFM – FM) в пленочном материале при наличии внешнего поля посвящены работы [10, 11, 17]. В них показано, что в образце конечных размеров в переходной области температур возникает специфическая доменная структура, состоящая из доменов сосуществующих фаз. В работах [10, 17] показано, что в тонких пленках ФДС представляет собой систему узких полосовых доменов. На основании решения вариационных уравнений был определен характер распределения намагниченности и определены условия, когда формирование ФДС становится энергетически выгодным.

Последние исследования акцентируют высокий потенциал магнитных проводов для применения в электронике и микроволновых устройствах [35–38]. К сожалению, ряд вопросов, касающихся, в частности, связи периода ФДС с параметрами материала, зависимости параметров ФДС от температуры и внешнего поля к настоящему времени не нашли должного объяснения.

Целью данной работы является определение условий формирования ФДС в магнитных образцах цилиндрической формы, намагниченных перпендикулярно оси симметрии, расчет параметров равновесной системы фазовых доменов и их зависимости от температуры, магнитного поля и характеристик материала, а также выяснение особенностей спектров магнитного резонанса в условиях сформированных фазовых доменов.

Условия формирования фазовой доменной структуры в цилиндрических магнетиках. Равновесные параметры доменной структуры

В работе [18] показано, что магнитные конфигурации, возникающие в процессе магнитного ФП первого рода, определяются формой образца и

направлением внешнего магнитного поля.

Так в образце цилиндрической формы, помещенном в перпендикулярное магнитное поле, могут существовать дисковые FM домены ферромагнитной фазы (рис. 1) при выполнении условия:

$$\varepsilon - M_0(H - 4\pi n_z M_0) \leq 0, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon(T) = \Phi_{FM} - \Phi_{PM}$,

Φ_{FM} – термодинамический потенциал FM фазы в отсутствие внешнего магнитного и собственного магнито-статического поля, Φ_{PM} – термодинамический потенциал PM фазы, M_0 – намагниченность насыщения материала, H – внешнее магнитное поле, приложенное в направлении оси Oz , n_z – размагничивающий коэффициент FM домена в направлении внешнего поля, выражение в скобках определяет величину магнитного поля в объеме домена.

Из соотношения (1) следует, что при зарождении, когда $n_z \leq (M_0 H - \varepsilon) / 4\pi M_0 \ll 1$, размагничивающий коэффициент имеет малую величину, а домен принимает форму тонкого диска.

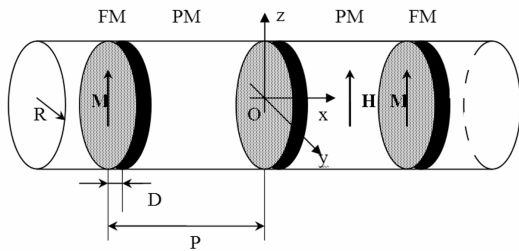


Рис. 1. Схематическое изображение фрагмента цилиндрического образца с ферромагнитными фазовыми доменами.

Для корректного энергетического анализа неоднородного состояния (см. рис. 1) необходим учет взаимодействия между соседними ферромагнитными слоями и вкладов межфазных границ.

Пределы применимости теории сформулируем в виде:

$$P \gg R \gg D, \quad (2)$$

где, в соответствие с рис. 1, P – период доменной структуры, R – радиус цилиндрического образца, D – ширина ферромагнитного домена.

Соотношение (2) показывает, что теория описывает начало процесса формирования фазовой доменной структуры, когда период значительно превышает диаметр цилиндрического образца, а толщина доменов является незначительной.

Основная задача работы заключается в определении характеристик сигнала FMR, который возникает в результате зарождения доменов ферромагнитной фазы и его эволюции при дальнейшем понижении температуры. При этом решаются сопутствующие задачи – определение условий зарождения и характеристик фазовой доменной структуры в образце цилиндрической формы при переходе из однородной PM фазы; определение условий сосуществования FM и PM фаз; определение зависимости толщины изолированных доменов от внешнего поля и температуры.

Для нахождения зависимости параметров P и D доменной структуры от внешнего поля и температуры необходимо выразить разность энергий цилиндра с ФДС и цилиндра в PM состоянии через эти параметры, и определить условия минимума этой разности. При проведении расчетов будем пренебрегать незначительными краевыми эффектами, которые приводят к изменению толщины доменов и отклонению вектора намагниченности от направления внешнего поля вблизи поверхности цилиндра.

Разность энергий, которая учитывает основные взаимодействия, можно записать в форме (аналогично выражению, полученному в работе [39])

$$\Delta E = \int_{V_{FM}} dv \cdot ((\varepsilon - M_0 H) - \frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{H}^{\prime}) + 2\sigma \frac{V}{P}, \quad (3)$$

где интегрирование производится по объёму V_{FM} FM фазы, $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_z \mathbf{k}$ –

вектор намагніченності FM домена, \mathbf{H}_m – магнітостатическое поле системи и V – об'єм образца. Последнее слагаемое в выражении (3) включает энергию границы раздела. В выражении (3) мы пренебрегли магнитными свойствами FM состояния и анизотропией FM фазы.

Поскольку в работе рассматривается система равномерно распределенных однопольных доменов, то интеграл (3) можно записать в виде суммы N одинаковых членов:

$$\Delta E = N \cdot E_0$$

$$E_0 = \int_{V_0} dv \cdot ((\varepsilon - M_0 H) - \frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{H}^m) + 2\sigma \frac{V_0}{D}, \quad (4)$$

где V_0 – об'єм отдельного фазового домена. Для простоты будем полагать, что плоскость, проходящая через центр этого домена, имеет координату $x = 0$.

Расчёт магнітостатического поля \mathbf{H}_m , действующего в FM домене, непростой. Это поле складывается из поля рассеяния данного домена \mathbf{H}_m^i и полей, создаваемых соседними FM доменами \mathbf{H}_m^e (индекс « i » обозначает собственное магнітостатическое поле, а индекс « e » – внешнее).

Рассматривая FM домен в качестве предельного случая эллипсоида с однородным распределением намагніченности, представим его собственное магнітостатическое поле в виде:

$$\mathbf{H}_m^i = -4\pi \cdot n_z M_0 \mathbf{e}_z, \quad (5)$$

где n_z – размагнічивающий коэффициент FM слоя. Значение n_z можно вычислить согласно [40] по формуле:

$$n_z = n_y = \frac{DR^2}{4} \int_0^\infty \frac{ds}{(s + R^2)^2 \cdot \sqrt{(s + (D/2)^2)}}.$$

В пределе $R \gg D$, размагнічивающие коэффициенты равны:

$$n_z = n_y = n_{\parallel} = \pi D/8R, \quad n_x = 1 - 2n_{\parallel}. \quad (6)$$

Для учета поля, создаваемого соседними доменами, мы использовали условие (2). Из этого условия следует, что FM домены располагаются на больших расстояниях друг от друга и с достаточной степенью точности могут считаться магнитными диполями. Их вклад в магнітостатическое поле в месте нахождения i -того домена можно записать в виде

$$\mathbf{H}_m^e(\mathbf{R}_i) = \sum_n^N (3\mathbf{R}_{in} \cdot (\mathbf{R}_{in} \cdot \mathbf{m}_n) / R_{in}^5 - \mathbf{m}_n / R_{in}^3), \quad (7)$$

где $\mathbf{R}_{in} = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_n$; \mathbf{m}_n и \mathbf{R}_n – магнитный момент и радиус-вектор n -ного домена соответственно.

Поскольку магнитные моменты всех доменов равны $\mathbf{m}_n = M_0 V_0 \cdot \mathbf{e}_z$ (здесь $V_0 = \pi R^2 D$ – об'єм домена) и расположены вдоль оси Ox в точках $\mathbf{R}_n = P \cdot n \cdot \mathbf{e}_x$, магнитное поле, вызванное ими в точке расположения i -того домена можно записать в виде:

$$\mathbf{H}_m^e(\mathbf{R}_i) = -M_0 \mathbf{e}_z \cdot (\kappa \cdot V_0) / P^3, \quad (8)$$

где $\kappa = 2 \sum_{n=1}^\infty n^{-3} \approx 2.4$.

Поскольку намагніченность в доменах однородна, интеграл (4) легко вычисляется и, в пределах $P \gg D$, приводится к виду:

$$\Delta E/V = -\frac{1}{p} ((HM_0 - \varepsilon)d - (\pi M_0 d)^2 / 4 - 2\sigma/R) + \frac{\pi \cdot \kappa M_0^2 d^2}{p^4}, \quad (9)$$

где $d = D/R$ и $p = P/R$ – соответственно ширина фазового домена и период цилиндрической доменной структуры, нормированные на радиус образца.

Из соотношения (9) следует, что минимум энергии относительно p , а следовательно, и формирование периодической ФДС возможны, когда выражение в скобках формулы (9) положительно определено.

Это условие можно сформулировать в виде:

$$H > H_{\perp}, \quad (10.a)$$

Где

$$H_{\perp} = H_{\parallel} + \pi\sqrt{2\sigma/R}, \quad H_{\parallel} = \varepsilon/M_0. \quad (10.b)$$

$$\frac{1}{p} = \left\{ \frac{\pi}{4\kappa} \left[\sqrt{\left(\left(\frac{H - H_{\parallel}}{H_{\perp} - H_{\parallel}} \right)^2 + 1 \right)^2 - 1} + \left(\frac{H - H_{\parallel}}{H_{\perp} - H_{\parallel}} \right)^2 - \left(\frac{H - H_{\parallel}}{H_{\perp} - H_{\parallel}} \right)^2 - 1 \right] \right\}^{1/3} \quad (11.a)$$

$$d = \frac{H - H_{\parallel}}{M_0(\pi^2/2 + 2\pi\kappa/p^3)} \quad (11.b)$$

Пределы применимости теории ограничены условием (2), что соответствует $1/p \ll 1$. Данное приближение достигается при выполнении неравенства $H - H_{\perp} \ll H_{\perp} - H_{\parallel}$. При этом соотношения (11) существенно упрощаются:

$$\frac{1}{p} = \left\{ \frac{\pi}{8\kappa} \left(\frac{H_{\perp} - H_{\parallel}}{H_{\perp} - H_{\parallel}} \right) \right\}^{1/3} \quad (12.a)$$

$$d = \frac{2}{\pi^2} \frac{H - H_{\parallel}}{M_0} \quad (12.b)$$

Соотношение (12.a) имеет узкие пределы применимости. Однако оно подтверждает, что конечные значения для периода ФДС p имеют место, если магнитное поле удовлетворяет условию $H > H_{\perp}$, и показывает, что период доменной структуры быстро сокращается с ростом магнитного поля.

При обратном неравенстве $H \leq H_{\perp}$ следует полагать $1/p = 0$, что означает

Таким образом, H_{\perp} – перпендикулярное к оси цилиндра магнитное поле, выше которого становится возможным формирование доменной структуры; H_{\parallel} – значение продольного магнитного поля, выше которого цилиндрический образец переходит в ферромагнитное состояние.

Равновесные значения параметров d и p определяются из уравнений $\partial\Delta E/\partial d = 0$, $\partial\Delta E/\partial p = 0$. Решение этих уравнений, при использовании обозначений H_{\perp} и H_{\parallel} , можно представить в виде:

отсутствие периодической доменной структуры. Однако отдельные ферромагнитные домены могут оставаться стабильными и в интервале полей $H_{\parallel} < H \leq H_{\perp}$. Их ширина определяется тем же выражением (12.b). Таким образом, при перпендикулярной ориентации к оси цилиндра магнитное поле $H = H_{\parallel}$ является нижней полевой границей сосуществования РМ и ФМ фаз. Сама же формула (12.b) имеет достаточно широкие пределы применимости.

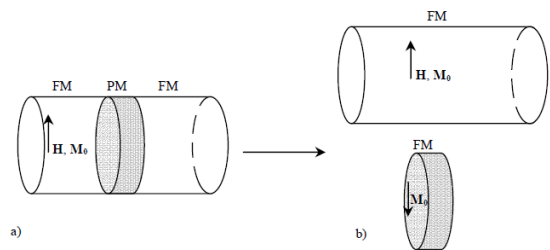


Рис. 2. РМ домен в ферромагнитном цилиндре: а) схематическое изображение РМ домена в ферромагнитном цилиндре; б) эквивалентная схема.

Для определения верхней полевой границы сосуществования РМ и ФМ фаз найдем условие существования изолиро-

ванного парамагнитного домена (рис.2). На рис. 2 показано, що при расчете магнитной энергии систему можно представить в виде суперпозиции ферромагнитного домена с намагниченностью $-M_0 \vec{e}_z$ и цилиндра, однородно намагниченного до насыщения вдоль магнитного поля.

Добавка к энергии такой системы, связанная с наличием домена РМ фазы, дается выражением:

$$\Delta E / \pi R^2 = (HM_0 - \varepsilon - 2\pi M_0^2)D + (\pi M_0 D)^2 / 4 - 2\sigma. \quad (13)$$

Из условия минимума энергии $\partial \Delta E / \partial d = 0$ находим равновесную ширину РМ домена:

$$d = \frac{D}{R} = \frac{2}{\pi^2} \frac{H_{\parallel} + 2\pi M_0 - H}{M_0}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что РМ домен существует, если $H_{\parallel} + 2\pi M_0 > H$.

Таким образом, область полей, при которых могут сосуществовать РМ и FM фазы в образце цилиндрической формы определяется неравенством:

$$H_{\parallel} < H < H_{\parallel} + 2\pi M_0. \quad (15)$$

Соотношение (10.а) позволяет связать измеряемые величины H_{\perp} и H_{\parallel} с собственными параметрами материала. Несложно заметить, что поверхностная энергия межфазных границ определяется соотношением:

$$\sigma = R \cdot \frac{(H_{\perp} - H_{\parallel})^2}{2\pi^2}. \quad (16)$$

Магнитный резонанс в структуре цилиндрических фазовых доменов

Наиболее чувствительным методом, позволяющим проследить зарождение и

развитие FM фазы, является исследование спектров магнитного резонанса. В случае сосуществования РМ и FM фазы спектр резонансного поглощения содержит линии парамагнитного (PMR) и ферромагнитного (FMR) резонансов. В настоящем разделе будут рассмотрены особенности FMR при образовании доменов дисковой формы.

После того, как равновесные параметры системы были определены в предыдущем разделе, определение резонансных полей не составляет большого труда.

Поскольку рассматривается ситуация, когда доля FM фазы незначительна, то магнитоэлектронные поля рассеяния от соседних FM доменов можно не учитывать. Данное замечание позволяет упростить задачу и рассматривать дисковый домен как предельный случай однородно намагниченного эллипсоида. При этом справедливы формулы Киттеля [41] для частоты FMR:

$$H_{\Omega} = \sqrt{(H + 4\pi M_0(n_x - n_z)) \cdot (H + 4\pi M_0(n_y - n_z))}, \quad (17)$$

где $H_{\Omega} = \Omega / \gamma$, $\gamma = 2\mu_0 / \hbar$; Ω – частота внешнего электромагнитного поля; μ_0 – магнетон Бора; n_i – размагничивающие коэффициенты.

После подстановки соответствующих выражений для размагничивающих коэффициентов (см. формулу (6)), соотношение (17) принимает вид:

$$H_{\Omega} = \sqrt{H(H + 4\pi \cdot M_0(1 - 3\pi \cdot d/8))}, \quad (18)$$

где $d \approx \frac{2}{\pi^2} \frac{H - H_{\parallel}}{M_0} \ll 1$.

Решая (18) относительно величины H , находим, что поле FMR определяется соотношением:

$$H_{FMR} = H_{FMR}^0 \left(1 + \frac{3}{2} \cdot \frac{H_{FMR}^0 - H_{\parallel}}{H_{FMR}^0 + 2\pi M_0} \right) \quad (19)$$

$$H_{FMR}^0 = \sqrt{H_{\Omega}^2 + (2\pi M_0)^2} - 2\pi M_0$$

Поле FMR дисковых доменов ниже, чем поле PMR: $H_{FMR} < H_{PMR} = H_{\Omega}$. Поэтому при понижении температуры системы процесс зарождения фазовых доменов проявит себя путем внезапного возникновения дополнительной низко-полевой резонансной моды. Вероятно, подобный эффект наблюдался авторами работы [42] в монокристаллических образцах.

Зависимость резонансного поля FMR от температуры

В ряде экспериментальных работ отмечено, что температурная зависимость резонансного поля FMR имеет немонотонный характер. В начале фазового перехода наблюдается зарождение низко-полевой моды, а затем при удалении от точки фазового перехода по температурной шкале в область низких температур наблюдается незначительное увеличение резонансного поля [29, 30, 43]. Этот эффект можно объяснить на основании представленной теории.

Действительно, после того как FM зародыши перешли в «закритическую» фазу и сформировали домены дисковой формы, их резонансная частота определяется соотношением (19). Чтобы построить температурную зависимость H_{FMR} в явном виде, представим значение разности термодинамических потенциалов \mathcal{E} в виде выражения, зависящего от температуры:

$$\mathcal{E} = H_{\parallel} M_0 = k \cdot \tau, \quad \tau = \frac{T - T_0}{T_0}, \quad (20)$$

где T_0 – температура фазового перехода в отсутствие внешнего магнитного и внутреннего магнитостатического полей, k – коэффициент разложения, который зависит от свойств материала.

Из соотношений (10) и (20) следует, что температура фазового перехода зависит от величины и направления магнитного поля:

$$T_{\perp} = T_0 (1 + k^{-1} \cdot M_0 (H - \sqrt{2\pi^2 \sigma / R})) \quad (21)$$

$$T_{\parallel} = T_0 (1 + k^{-1} \cdot M_0 H)$$

где T_{\perp} – значение температуры, при которой начинает формироваться периодическая система фазовых доменов, если магнитное поле направлено перпендикулярно к оси цилиндра, T_{\parallel} – температура фазового перехода в продольном поле.

Поскольку поверхностная энергия σ определяется экспериментально полевыми исследованиями фазового перехода при фиксированной температуре (см. соотношение (17)), значение k можно найти путем температурных исследований фазового перехода при постоянном значении магнитного поля:

$$k = \frac{T_0 M_0 \cdot (H_{\perp} - H_{\parallel})_{T=const}}{(T_{\parallel} - T_{\perp})_{H=const}} \quad (22)$$

Согласно данным, полученным в работе [44], изменение температуры фазового перехода в магнитном поле для перовскитовых манганитов характеризуется значением $dT_c / dH \approx 0.8 \cdot 10^{-3} \text{ K/Oe}$, которое при $T_0 \sim 240 \text{ K}$, $M_0 \sim 400 \text{ Gs}$ соответствует величине коэффициента разложения, равного:

$$k \approx 1.2 \cdot 10^8 \text{ Erg/cm}^3.$$

Для непосредственного определения температурной зависимости резонансного поля подставим (20) в соотношение (19) и в приближении $(T_{\parallel} - T) / (T_{\parallel} - T_0) \ll 1$ получим:

$$H_{FMR} = H_{FMR}^0 \cdot \left\{ 1 + \right.$$

$$+ \frac{3}{2} \frac{H_{FMR}^0}{H_{FMR}^0 + 2\pi M_0} \left(\frac{T_{\parallel} - T}{T_{\parallel} - T_0} \right) \Bigg\}. \quad (23)$$

Как и следовало ожидать, при уменьшении температуры образца ниже T_{\parallel} значение резонансного поля возрастает. Этот результат объясняется увеличением ширины домена и соответствующим изменением его размагничивающих коэффициентов. Данный вывод находится в соответствии с результатами экспериментов [29, 30].

Заклучение

Рассмотрены особенности магнитного фазового перехода первого рода в цилиндрических магнетиках, помещённых в перпендикулярное магнитное поле. Получены функциональные зависимости параметров фазовой доменной структуры от температуры и внешнего магнитного поля. Определены резонансные условия сосуществования парамагнитной и ферромагнитной фаз, а также их развитие с изменением температуры.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rodbell D.S. and Bean C.P., *J. Appl. Phys.* 33, 1037 (1962).
2. De Blois R.W. and Rodbell D.S., *Phys. Rev.* 130, 1347 (1963).
3. Banerjee S.K., *Phys. Lett.* 12, 16 (1964).
4. Dörr K., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39, R125 (2006).
5. Vaterlaus A., Stamm C, Maier U., Pini M.G., Politi P. and Pescia D., *Phys. Rev. Lett.* 84, 2247 (2000).
6. Manekar M., Mukherjee C. and Roy S.B., *Eur. Phys. Lett.* 80, 17004 (2007).
7. Leib J., Snyder J.E., Lo C.C.H., Paulsen J.A., Xi P. and Jiles D.C., *J. Appl. Phys.* 91, 8852 (2002).
8. Narumi Y., Katsumata K., Nakamura T., Tanaka Y., Shimomura S., Ishikawa T. and M. Yabashi, *J. Phys.: Condens. Matter.* 16, L57 (2004).
9. Takagaki Y., Herfort J., Däwetriz L. and Ploog K.H., *Phys. Rev. B* 74, 224417 (2006).
10. Барьяхтар В.Г., Витебский И.М. и Яблонский Д.А., *ФТТ* 19 (2), 347 (1977).
11. Барьяхтар В.Г., Боровик А.Е., Попов В.А. и Стефановский Е.П., *ФТТ* 13 (11), 3232 (1971).
12. Amaral V.S., Araujo J.P., Pogorelov Yu.G., Tavares P.B., Sousa J.B., Vieira J.M., *J. Magn. Magn. Mater.* 242-245, 655 (2002).
13. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М., *Статистическая физика, ч.1*, Наука, Москва (1976).
14. Novak P., Marysko M., Savosta M.M. and Ulyanov A.N., *Phys. Rev. B* 60, 6655 (1999).
15. Zeldovich Y.B., *JETF*, 12 (11-12), 525 (1942).
16. Фольмер М., *Кинетика образования новой фазы*, Наука, Москва (1986).
17. Барьяхтар В.Г. и Клепиков В.Ф., *ФТТ* 14 (5), 1478 (1972).
18. Dzhzherya Yu.I. and Tovstolytkin A.I., *J. Phys.: Condens. Matter.* 19, 246212 (2007).
19. Kartha S., Krumhansl J.A., Sethna J.P. and Wickham L.K., *Phys. Rev. B* 52, 803 (1995).
20. Dagotto E., Hotta T. & Moreo A., *Physics Reports* 344, 1 (2001).
21. Joh K.W., Lee C.H., Lee C.E., Hur N.H. and Ri H.-C., *J. Phys.: Condens. Matter.* 15, 4161 (2003).
22. Tovstolytkin A., Pogorily A., Vovk A., Podyalovskii D., Lezhnenko I. and Matviyenko A., *J. Magn. Magn. Mater.* 272-276, 1839 (2004).
23. Singh A., Chowdhury P., Padma N., Aswal D.K., Kadam R.M., Babu Y., Jayanth Kumar M.L., Viswanadham C.S., Goswami G.L., Gupta S.K., Yakhmi J.V., *Solid State Commun.* 137, 456 (2006).
24. Shengelaya A., Zhao G.-M., Keller H., Müller K.A. and Kochelavev B.I., *Phys. Rev. B* 61, 5888 (2000).

25. Tovstolytkin A.I., Pogorily A.N. and Kovtun S.M., *Low. Temp. Phys.* 25, 962 (1999).
26. Tovstolytkin A.I., *Mater. Science Forum* 373-376, 613 (2001).
27. Tovstolytkin A.I., Pogorily A.M., Podyalovskii D.I., Kalita V.M., Lozenko A.F., Trotsenko P.O., Ryabchenko S.M., Belous A.G., V'yunov O.I., Yanchevskii O.Z., *J. Appl. Phys.* 102, 063902 (2007).
28. Aswal D.K., Singh A., Kadam R.M., Bhide M.K., Page A.G., Bhattacharya S., Gupta S.K., Yakhmi J.V., Sahni V.C., *Mater. Lett.* 59, 728 (2005).
29. Phan T.L., Tho N.D., Phand M.H., Ha N.D., Chau N., Yu S.C., *Physica B* 371, 317 (2006).
30. Tovstolytkin A.I., Pogorily A.N. and Podyalovskii D.I., *Low Temp. Phys.* 35, 130 (2009).
31. Roy S.B., Perkins G.K., Chattopadhyay M.K., Nigam A.K., Sokhey K.J.S., Chaddah P., Caplin A.D. and Cohen L.F., *Phys. Rev. Lett.* 92, 147203 (2004).
32. Moore J.D., Perkins G.K., Bugoslavsky Y., Cohen L.F., Chattopadhyay M.K. and Roy S.B., *Phys. Rev. B* 73, 144426 (2006).
33. Wu W., Israel C., Hur N., Park S., Cheong S.-W., de Lozanne A., *Nat. Mater.* 5, 881 (2006).
34. Cannas S.A., Stariolo D.A. and Tamarit F.A., *Phys. Rev. B* 69, 092409 (2004).
35. Makhnovskiy D.P. and Panina L.V., *J. Appl. Phys.* 93, 4120 (2003).
36. Cuccureddu F., Usov V., Murphy S., Coileain C.O. and Shvets I.V., *Rev. Sci. Instr.* 79, 053907 (2008).
37. Park J.P., Eames P., Engebretson D.M., Berezovsky J. and Crowell P.A., *Phys. Rev. Lett.* 89, 277201 (2002).
38. Maeda A., Kume M., Ogura T., Kuroki K., Yamada T., Nishikawa M., Harada Y., *J. Appl. Phys.* 76, 6667 (1994).
39. Барьяхтар В.Г. и Горобец Ю.И., *ФТТ* 19 (8), 1465 (1977).
40. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М., *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
41. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
42. Moreno N.O., Pagliuso P.G., Rettory C., Gardner G.S., Sarrao J.L., Thompson J.D., Huber D.L., Mitchell J.F., Martinez J.J. and Oseroff S.B., *Phys. Rev. B* 63, 174413 (2001).
43. Winkler E., Causa M.T. and Ramos C.A., *Physica B* 398, 434 (2007).
44. Bebenin N.G., Zainullina R.I., Bannikova N.S. and Ustinov V.V., *Phys. Rev. B* 78, 064415 (2008).

Стаття надійшла до редакції 29.05.2011

Yu.I. Dzhezherya¹, O.S. Klymuk²

¹ Institute of Magnetism, 36-b Vernadsky Blvd., Kyiv 03142

² NTUU "KPI", prosp. Pobedy, 37, Kyiv 03056

PHASE DOMAIN STRUCTURES IN CYLINDRICAL MAGNETS UNDER CONDITIONS OF A FIRST-ORDER MAGNETIC PHASE TRANSITION

The magnetic and resonance properties of cylindrical magnets at first order phase transition from paramagnetic to ferromagnetic state were theoretically studied. It has been shown that in the external magnetic field directed perpendicularly to the rotation axis a formation of a specific domain structure of paramagnetic and ferromagnetic layers can be energetically favorable. The parameters of cylindrical phase domains as well as their dependences on temperature, magnetic field and material characteristics have been calculated. Peculiarities of the magnetic resonance spectra appearing as a result of the phase domains formation have been considered. The dependence of the resonance field of the system of ferromagnetic domains on magnetization and temperature has been obtained.

Key words: phase transition, magnets, domains, magnetic field, ferromagnetic domains.

Ю.І. Джежеря¹, О.С. Климук²

¹ Інститут магнетизму НАН України, 03142, Київ, бул.Вернадського, 36-б

² НТУУ «КПІ», 03056, Київ, просп.Перемоги, 37

ОСОБЛИВОСТІ ФАЗОВОЇ ДОМЕННОЇ СТРУКТУРИ ЦИЛІНДРИЧНИХ МАГНЕТІКІВ В УМОВАХ ПЕРЕБІГУ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДУ ПЕРШОГО РОДУ

У роботі представлені результати теоретичного дослідження магнітних та резонансних властивостей циліндричних магнетиків у процесі переходу з парамагнітного в феромагнітний стан для випадку фазового переходу першого роду. Визначено умову, за якої формування періодичної доменної структури в перпендикулярному магнітному полі стає енергетично вигідним. Обчислені параметри рівноважної системи циліндричних фазових доменів та їх залежності від температури, магнітного поля, а також характеристики матеріалу. Розглянуто особливості магнітних резонансних спектрів при формуванні фазових доменів. Отримано залежність резонансного поля системи феромагнітних доменів від намагніченості і температури.

Ключові слова: фазовий перехід, магнетик, домен, магнітне поле, феромагнітний домен.