

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 44.35.+c, 72.15.Jf, 72.60.+g, 73.50.Jt, 75.20.-g, 75.30.Kz, 75.47.Lx

Терромагнитные эффекты в пространственно неоднородной системе с комбинированным резистивно-магнитным фазовым переходом первого рода

Ю. И. Джежеря, А. Н. Грищук

*Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт»,
просп. Победы, 37,
03056 Киев, Украина*

В статье рассмотрена система с автостабилизацией температуры. Её функциональный элемент выполнен из манганита со структурой перовскита, в котором наблюдается комбинированный резистивно-магнитный фазовый переход первого рода. Найдено выражение для температуры плёнки (функционального элемента) с учётом дисперсии температуры фазового перехода. Показано, что температура стабилизируется в окрестности среднего значения температуры Кюри, что указывает на термостабилизационные свойства системы. Показано, что внешнее магнитное поле эффективно влияет на температуру плёнки при пропускании через неё электрического тока.

В статті розглянуто систему з автостабілізацією температури. Її функціональний елемент виконано з манганіту зі структурою перовськіту, в якому спостерігається комбінований резистивно-магнетний фазовий перехід першого роду. Знайдено вираз для температури плівки (функціонального елементу) з урахуванням дисперсії температури фазового переходу. Показано, що температура стабілізується в околі середнього значення температури Кюрі, що вказує на термостабілізаційні властивості системи. Показано, що зовнішнє магнетне поле ефективно впливає на температуру плівки при пропусканні через неї електричного струму.

The system with temperature autostabilization is examined. The functional element of the system is made of manganite with a perovskite-type structure, for which the combined resistance-magnetic first-order phase transition is observed. The expression for the temperature of film (as a functional element), including dispersion of the phase-transition temperature, is defined. As shown, the temperature is stabilized in the neighbourhood of average value of the Curie temperature, and this indicates thermally stabilized properties of the system. As shown, the external magnetic field effectively influ-

ences on the film temperature, when current is passed through the film.

Ключевые слова: манганиты, перовскит, парамагнетик, фазовый переход.

(Получено 26 мая 2014 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Манганиты со структурой перовскита $R_{1-x}A_xMnO_3$ (R — редкоземельный, A — щелочной или щёлочноземельный элемент) привлекают большое внимание теоретиков и практиков. Это связано с тем, что в них могут существовать смешанные состояния. Расслоение манганитов на области с разной электрической проводимостью и намагниченностью открывает широкие возможности для исследования новых явлений и эффектов. Подтверждением этого являются экспериментальные и теоретические работы, например [1–4].

Существование в манганитах неоднородных состояний обусловлено сильным взаимодействием их электронных и спиновых подсистем. Соответственно, в материалах такого типа наблюдаются переходы металл–диэлектрик, структурные переходы и различного типа магнитные упорядочения [5–7]. Важную роль в формировании свойств материалов, выполненных из манганитов со структурой перовскита, играет комбинированный резистивно-магнитный фазовый переход первого рода. Такой переход сопровождается сосуществованием фаз, которые характеризуются разным магнитным упорядочением и электрической проводимостью. Результатом сосуществования фаз есть явление колоссального магнитосопротивления. С другой стороны, комбинированный резистивно-магнитный фазовый переход первого рода в замещённых манганитах используется как механизм контроля систем, функциональный элемент которых выполнен из замещённых манганитов. Например, внешнее магнитное поле может существенно изменять структуру материала в окрестности фазового перехода, таким образом, влияя на его проводимость [8]. Или, например, электрический ток, протекание которого сопровождается выделением тепла, вызывает переход из смешанного состояния в состояние с преобладанием только одной из конкурирующих фаз, что, в свою очередь, приводит к существенным изменениям свойств системы, в частности, её намагниченности [9].

Данная работа развивает теоретические исследования, описанные в [10], где были рассмотрены термомагнитные эффекты в системе с функциональным элементом, выполненным из материала с комбинированным резистивно-магнитным фазовым переходом. Главная особенность такой системы состоит в том, что температура функционального элемента стабилизируется в окрестности точки фазового перехода T_c . В то же время существует возможность вли-

ять на неё путём изменения величины магнитного и электрического полей. В работе [10] исследована упрощённая модель, в которой предполагалось, что функциональный элемент лишён структурных неоднородностей и имеет одинаковые свойства во всём объёме. При таких условиях фазовый переход должен происходить в узком температурном интервале, ширина которого определяется магнитодипольными взаимодействиями от зарождённой ферромагнитной фазы. Характерная величина этого температурного интервала примерно равна 3 К. Однако, эксперимент показывает, что фазовый переход растянут в температурном интервале, на порядок превышающем эту величину.

Одна из причин такого «растянутого» по температуре фазового перехода кроется в технологических особенностях синтеза образцов, которые преимущественно представляют собой керамику. Достичь в них однородного распределения компонентов практически невозможно. В объёме образца это проявляется в виде пространственной дисперсии температуры Кюри и, как следствие, расширяет температурный интервал фазового перехода.

В работе исследованы термомагнитные эффекты в замещённых перовскитовых манганитах именно с учётом пространственной дисперсии температуры Кюри T_C .

2. ПРОВОДИМОСТЬ СИСТЕМЫ С КОМБИНИРОВАННЫМ РЕЗИСТИВНО-МАГНИТНЫМ ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ ПЕРВОГО РОДА

Рассмотрим систему, схематически изображённую на рис. 1. Функциональный элемент системы представляет собой керамический образец, выполненный в виде плёнки из замещённых манганитов со структурой перовскита. В зависимости от температуры плёнка может находиться в ферромагнитном или парамагнитном состоянии. Считается, что изначально её температура значительно ниже точки фазового перехода, и образец находится в проводящем ферромагнитном состоянии. Далее, при пропускании электрического тока в плёнке выделяется тепло, и она нагревается. Если теплообмен с внешней средой недостаточный, температура образца постепенно приближается к T_C , значения термодинамических потенциалов ферромагнитной Φ_{FM} и парамагнитной Φ_{PM} фазы выравниваются, что свидетельствует о возможности сосуществования этих фаз. На самом деле, температура, при которой наблюдается сосуществование фаз, имеет некоторый диапазон. Расчёты показывают [10, 13], что для однородных материалов температурный интервал сосуществования фаз обусловлен влиянием магнитостатического поля и имеет характерную величину $\Delta T \cong 3$ К.

Но, как показал эксперимент [11, 12], его реальная величина со-

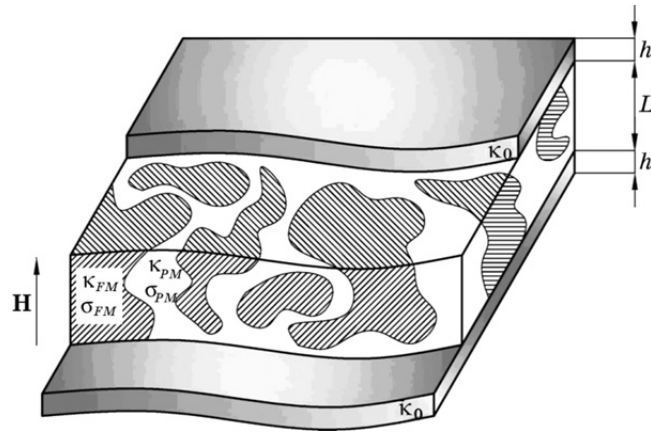


Рис. 1. Система состоит из функционального элемента, изготовленного из материала с комбинированным резистивно-магнитным фазовым переходом первого рода, толщиной L и теплоизолирующих слоёв толщиной h с малым коэффициентом теплопроводности κ_0 . Область плёнки, которая обозначена штриховкой, находится в ферромагнитном состоянии, другая часть — парамагнетик. Величины κ_{FM} , σ_{FM} и κ_{PM} , σ_{PM} — коэффициенты теплопроводности и электропроводности участков материала в ферромагнитном и парамагнитном состоянии соответственно.

ставляет приблизительно 25 К.

Одна из причин большой ширины температурного интервала при фазовом переходе может быть вызвана дисперсией параметра T_C в объёме материала. Сам же фазовый переход осуществляется как фазовый переход первого рода, при котором и намагниченность M и проводимость материала σ изменяются скачком.

Для более детального описания проводимости воспользуемся результатами работы [13], где показано, что при переходе границы перколяции проводимость системы зависит от концентрации ферромагнитной фазы следующим образом: $\bar{\sigma} = \sigma_0 (f - f_p)^x$, где σ_0 — коэффициент разложения того же порядка, что и проводимость ферромагнитной фазы, $f = V_F/V$ — доля ферромагнитной фазы (V — объём плёнки), $f_p = V_p/V \cong 0,4$ (предел концентрации ферромагнитной фазы, при котором происходит перколяционный переход). Обычно считается, что $x = 2$, однако есть работы, указывающие, что $2 < x < 3,8$ в зависимости от «универсального» или «неуниверсального» поведения перколяции [14–16].

В процессе разогрева системы доля парамагнитной фазы растёт. В результате проводимость системы спадает и уменьшается выделение тепла. Оно вообще может стать пренебрежимо малым, если объём ферромагнитной фазы V_{FM} опустится ниже границы $V_p \cong 0,4V$. В этом случае ферромагнитная фаза будет представлять собой за-

мкнутые домены, окружённые парамагнитной матрицей [10].

3. ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА СИСТЕМЫ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для описания процесса саморегуляции температуры в системе на первом этапе определим зависимость фазового состава в системе от температуры и магнитного поля. В работе [10] была рассчитана доля ферромагнитной фазы путём минимизации полной магнитной энергии системы. В нашем случае нельзя использовать такой подход из-за наличия дисперсии температуры Кюри в объёме плёнки. Однако существует другой способ расчёта доли ферромагнитной фазы. Для этого запишем условие того, что определённый участок плёнки находится в ферромагнитном состоянии:

$$\mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{H}_m) - (\Phi_{\text{FM}} - \Phi_{\text{PM}}) > 0, \quad (1)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности материала, $\mathbf{H} = H\mathbf{n}$ — внешнее магнитное поле, \mathbf{n} — единичный вектор нормали к плоскости плёнки, \mathbf{H}_m — собственное магнитостатическое поле внутри участка, Φ_{FM} , Φ_{PM} — термодинамические потенциалы материала плёнки в ферромагнитном и парамагнитном состояниях соответственно.

Поскольку речь идёт о фазовом переходе первого рода, то при достаточно высоких значениях внешнего поля \mathbf{H} вектор \mathbf{M} ориентирован параллельно его направлению. Что касается модуля вектора намагниченности, то он может принимать два значения — $|\mathbf{M}| = 0$ в парамагнитном состоянии и $|\mathbf{M}| = M_s = \text{const}$, когда участок плёнки является ферромагнитным. Это обстоятельство связано с характером фазового перехода, который исследуется в данном случае.

Если рассмотреть отдельный ферромагнитный участок внутри перпендикулярно намагниченной плёнки, то его магнитостатическое поле приближённо можно представить в виде:

$$\mathbf{H}_m = -4\pi M_s (f + N)\mathbf{n}, \quad (2)$$

где N — коэффициент размагничивания определённого ферромагнитного участка в направлении намагниченности (его величина меньше единицы), M_s — намагниченность насыщения материала, которая имеет конечное значение при выполнении условия (1) и равна нулю при нарушении этого неравенства.

В свою очередь, разница термодинамических потенциалов $\varepsilon = \Phi_{\text{FM}} - \Phi_{\text{PM}}$, вблизи точки фазового перехода может быть представлена в виде разложения по температуре: $\varepsilon = k(T - T_c)$, где k — коэффициент разложения (феноменологический параметр). Учитывая это, критерий пребывания участка в ферромагнитном состо-

янии можно представить в виде:

$$T_M(h - f - N) - (T - T_C) > 0, \quad (3)$$

где $T_M = 4\pi M_s^2/k$ — температура, которая соответствует интенсивности магнитных взаимодействий (её характерная величина близка к 2–3 К [11]); $h = H/4\pi M_s$ — нормированное магнитное поле.

Тогда, пренебрегая энергией межфазных границ, полный объём ферромагнитной фазы можно представить в виде:

$$V_{\text{FM}} = \int dV \Theta(T_M(h - f) + \theta - T), \quad (4)$$

где введено обозначение $\theta = T_C - T_M N$ — температура Кюри определённого ферромагнитного участка с учётом влияния его собственного поля размагничивания; $\Theta(x)$ — функция Хевисайда, равная единице при положительном значении аргумента и нулю, когда x принимает отрицательные значения.

Вариации аргумента в выражении (4) связаны с пространственной дисперсией в объёме плёнки. В дальнейшем дисперсию θ будем описывать распределением Гаусса по ансамблю:

$$P(\theta) = A \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta - \bar{\theta}}{\Delta\theta}\right)^2\right), \quad (5)$$

где $\bar{\theta} = \bar{T}_C - T_M \bar{N}$ — среднее значение температуры Кюри с учётом усреднённого магнитостатического поля ферромагнитных участков в объёме плёнки, $\Delta\theta$ — параметр, характеризующий отклонение θ от среднего значения.

При условии $\bar{\theta} \gg \Delta\theta$, функция распределения нормирована следующим образом:

$$1 = \int_0^{\infty} d\theta P(\theta) = A\Delta\theta \int_{-\bar{T}_C/\Delta T_C}^{\infty} dy \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right) \approx A\Delta\theta \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right), \quad (6)$$

где $y = (\theta - \bar{\theta})/\Delta\theta$; таким образом, нормировочный множитель равен $A = 1/(\Delta\theta\sqrt{2\pi})$.

Возвращаясь к соотношению (4), полагаем, что среднее по объёму от функции $\Theta(T_M(h - f) + \theta - T)$ совпадает со средним по ансамблю θ , т.е.

$$V_{\text{FM}} = \int dV \Theta(T_M(h - f) + \theta - T) = V \int d\theta P(\theta) \Theta(\theta - T + T_M(h - f)). \quad (7)$$

Схематично доля ферромагнитной фазы представлена на рис. 2. Тогда, подставляя выражение для функции нормального распределения и выполняя интегрирование, получаем:

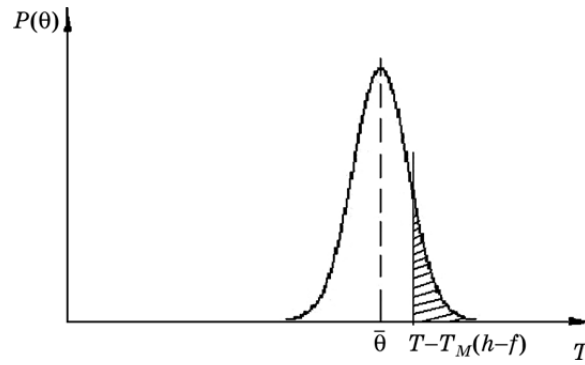


Рис. 2. Графическое изображение функции распределения температуры фазового перехода первого рода в материале манганитов со структурой перовскита. Заштрихованная область показывает долю ферромагнитной фазы.

$$f = \frac{V_{\text{FM}}}{V} = \frac{1}{2} \left(1 - \Phi \left(\frac{T - \bar{\theta} - T_M(h-f)}{\sqrt{2\Delta\theta}} \right) \right), \quad (8)$$

где:

$$\Phi \left(\frac{T - \bar{\theta} - T_M(h-f)}{\sqrt{2\Delta\theta}} \right) = \frac{1}{\Delta\theta\sqrt{2\pi}} \int_0^{T - \bar{\theta} - T_M(h-f)} d\theta \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \bar{\theta}}{\Delta\theta} \right)^2 \right)$$

интеграл вероятностей.

Таким образом, определена зависимость объёма ферромагнитной фазы от внешних и внутренних факторов.

4. ТЕПЛОВЫЙ БАЛАНС СИСТЕМЫ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Выражение (8) определяет зависимость фазового состава системы от температуры и магнитного поля. Однако между температурой и фазовым составом существует обратная связь, поскольку выделение тепла и колебания температуры сами зависят от доли ферромагнитной фазы. Таким образом, (8) содержит две неизвестные величины f и T . Для того чтобы замкнуть систему уравнений, необходимо дополнить её уравнением теплового баланса.

В системе существует два источника тепла. Первый связан с тепловыделением при протекании электрического тока. Его интенсивность определяется параметром $\dot{q}_1(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{r})E^2(\mathbf{r})$, где E — напряжённость электрического поля. Второй источник определяется скрытым тепловыделением, которое сопровождает фазовый пере-

ход первого рода при изменении фазового состава системы.

Определение распределения поля температуры в середине плёнки представляет чрезвычайно сложную задачу вследствие неоднородности системы (см. рис. 1). Однако если сузить задачу и рассматривать только усреднённые по объёму теплообменные процессы и температуру плёнки, то можно достичь существенных упрощений. В определённой степени использованию такого подхода способствует наличие теплоизолирующих слоёв на поверхности функционального элемента, изображённых на рис. 1. Благодаря малой теплопроводности, они замедляют теплообменные процессы с окружающей средой и, таким образом, дают время для установления более однородного и устойчивого распределения температуры в середине плёнки.

В этом случае усреднённое уравнение теплового баланса системы можно представить в виде:

$$\frac{dq_{\text{int}}}{dt} = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 - \frac{1}{V} \iint ds \cdot \mathbf{j}, \quad (9)$$

где $\dot{Q}_1 = \frac{1}{V} \int dV \sigma \mathbf{E}^2 = \sigma_0 (f - f_p)^x E^2$ — усреднённая по объёму, интен-

сивность источника джоулева тепла, $\dot{Q}_2 = \frac{q}{V} \frac{dV_{\text{FM}}}{dt} = q \frac{df}{dt}$ — интен-

сивность тепловыделения вследствие изменения фазового состава плёнки, q — скрытая теплота фазового перехода, $q_{\text{int}} = c\rho T$ — внутренняя теплота, T — средняя температура плёнки, c — теплоёмкость, ρ — плотность материала, из которого изготовлена плёнка (считается, что в обеих фазах характеристики материала ρ , c близки по величине), $\frac{1}{V} \iint ds \cdot \mathbf{j} = 2\kappa_0 \frac{T - T_e}{hL}$ — усреднённый поток тепла

через верхний и нижний теплоизоляционные слои, κ_0 — теплопроводность теплоизолирующих слоёв, L — толщина плёнки, T_e — температура охладителя извне системы.

Для упрощения задачи будем считать, что система находится в тепловом балансе с охладителем, в результате устанавливается постоянная средняя температура и постоянный объём соответствующих фаз. В этом случае имеем:

$$\partial T / \partial t = 0, \quad \dot{Q}_2 = qV \frac{df}{dt} = 0.$$

При таком упрощении уравнение (9) превращается в обычное алгебраическое, решение которого определяет следующую зависимость средней температуры плёнки от её фазового состава:

$$T = T_e + T_E(f - f_p)^x, \text{ или } f = f_p + \left(\frac{T - T_e}{T_E} \right)^{1/x}, \quad (10)$$

где введён температурный параметр задачи $T_E = \frac{\sigma_0 E^2 L h}{2\kappa_0}$.

Этот параметр имеет простой физический смысл и определяет характерную величину, на которую повысилась температура системы, если бы весь объём плёнки при протекании тока оставался в проводящем ферромагнитном состоянии.

Таким образом, уравнения (8), (10) составляют замкнутую систему, которая определяет зависимость средней температуры системы и её фазового состава от величины магнитного и электрического полей.

Если сопоставить уравнения (8), (10), нетрудно заметить, что:

$$\Phi \left(\frac{T - \bar{\theta} - T_M(h - f)}{\Delta\theta} \right) < 1 - 2f_p \cong 0,2 \ll 1. \quad (11)$$

В таком случае интеграл вероятностей можно разложить, ограничиваясь линейным членом. При этом уравнение, определяющее тепловые и фазовые характеристики системы существенно упрощается:

$$\begin{aligned} T &= \bar{\theta} + T_M(h - f) + \sqrt{2\pi\Delta\theta}(0,5 - f), \\ f &= f_p + \left(\frac{T - T_e}{T_E} \right)^{1/x}. \end{aligned} \quad (12)$$

5. ТЕРМОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ

Соотношения (12) позволяют проанализировать изменения температуры и фазового состава системы под влиянием внешних условий.

Одной из наиболее важных характеристик, в рамках данного исследования, является «температурная восприимчивость» системы. Определим её как $\chi_T = (dT/dT_e)_{E,H-\text{const}}$. Эта величина характеризует насколько изменяется температура внутри плёнки при изменении температуры окружающей среды. Малой величине температурной восприимчивости χ_T соответствуют хорошие термостабилизационные свойства системы.

Если полагать, что электрическое и магнитное поле имеют фиксированные значения ($h, T_e - \text{const}$), а изменения фазового состава f и температуры T вызваны только колебаниями температуры охладителя T_e , то на основании (12), находим выражение для темпера-

турной восприимчивости:

$$\chi_T = \frac{\Delta\theta \left(1 + T_M / (\sqrt{2\pi}\Delta\theta)\right) \left((T - T_e) / T_E\right)^{1/x}}{\sqrt{2\pi}x(T - T_e) + \Delta\theta \left(1 + T_M / (\sqrt{2\pi}\Delta\theta)\right) \left((T - T_e) / T_E\right)^{1/x}}. \quad (13)$$

Как видно из (13), уменьшить значение температурной восприимчивости и достичь хорошей термостабилизации можно двумя путями. Во-первых, увеличив разницу между внутренней и внешней температурами $\Delta\theta / (T - T_e) \rightarrow 0$, или, что гораздо интереснее, увеличивая величину электрического поля, так что $(T - T_e) / T_E \rightarrow 0$.

В этом случае, дополнительно учитывая, что температура системы находится в окрестности $\bar{\theta}$, а величина $T_M / \Delta\theta \ll 1$, представим (13) в упрощённом виде:

$$\chi_T = \frac{1}{\sqrt{2\pi}x} \frac{\Delta\theta}{(\bar{\theta} - T_e)} \left(\frac{\bar{\theta} - T_e}{T_E}\right)^{1/x}. \quad (14)$$

Таким образом, рассматриваемая система предоставляет широкие возможности по регулировке термостабилизационных свойств.

Соотношения (12) также позволяют определить магнитную восприимчивость системы $\chi_H = M_s (df/dH)_{T_e, T_E - \text{const}}$. Считая температуру охладителя и электрическое поле постоянными величинами, в указанном приближении из соотношений (12) находим:

$$\chi_H = \frac{T_M}{4\sqrt{2\pi}^{3/2}\Delta\theta} \chi_T. \quad (15)$$

Необходимо отметить, что эффективным способом изменения температуры внутри плёнки является воздействие внешнего магнитного поля. Нетрудно показать, что в случае, когда $\chi_T \ll 1$, соотношения (12) дают:

$$(dT/dH)_{T_e, T_E - \text{const}} = T_M / (4\pi M_s). \quad (16)$$

Из (16) следует, что при повышении величины магнитного поля на $4\pi M_s$ температура плёнки увеличивается на $T_M \cong 2-3$ К.

6. ВЫВОДЫ

В данной работе рассмотрены термомагнитные эффекты в системе с функциональным элементом из тонкой плёнки на основе материала с комбинированным резистивно-магнитным фазовым переходом первого рода. При наличии внешнего охладителя и разности потенциалов, приводящей к протеканию электрического тока, в системе

происходит автоматическая стабилизация температуры в окрестности точки Кюри T_c . В отличие от известных материалов с позисторным эффектом данная система обладает дополнительной «степенью свободы». Присутствие магнитной подсистемы даёт возможность изменения температуры посредством внешнего магнитного поля. Найдены зависимости внутренней температуры и фазового состава системы с учётом дисперсии температуры фазового перехода.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Л. Нагаев, *УФН*, **166**: 833 (1996).
2. A. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, *Science*, **283**: 2034 (1999).
3. H. Kuwahara, Y. Tomioka, A. Asamitsu et al., *Science*, **270**: 961 (1995).
4. M. Uehara, S. Mori, C. H. Chen, and S.-W. Cheong, *Nature*, **399**: 560 (1999).
5. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, С. Е. Савельев, Л. М. Фишер, Н. А. Бабушкина, Л. М. Белова, Д. И. Хомский, К. И. Кугель, *Письма в ЖЭТФ*, **71**, вып. 3: 157 (2000).
6. A. I. Tovstolytkin, A. M. Pogorily, Yu. I. Dzhzherya, V. V. Dzyublyuk, and D. J. Mapps, *J. Phys.: Condens. Matter*, **21**: 386003 (2009).
7. A. I. Tovstolytkin, V. V. Dzyublyuk, D. I. Podyalovskii, X. Moya, C. Israel, D. Sánchez, M. E. Vickers, and N. D. Mathur, *Phys. Rev. B*, **83**: 184404 (2011).
8. Y. Murakami, H. Kasai, J. J. Kim, S. Mamashin, D. Shindo, S. Mori, and A. Tonomura, *Nat. Nanotechnol.*, **5**: 37 (2010).
9. A. Guha, N. Khare, A. K. Raychaudhuri, and C. N. R. Rao, *Phys. Rev. B*, **62**: R11941 (2000).
10. Y. I. Dzhzherya, A. I. Tovstolytkin, and E. S. Klimuk, *J. Appl. Phys.*, **109**: 093906 (2011).
11. N. G. Bebenin, R. I. Zainullina, N. S. Bannikova, V. V. Ustinov, and Ya. M. Mukovskii, *Phys. Rev. B*, **78**: 064415 (2008).
12. N. G. Bebenin, R. I. Zainullina, V. V. Ustinov, and Ya. M. Mukovskii, *J. Magn. Magn. Mater.*, **324**: 1112 (2012).
13. Yu. Dzhzherya, A. Tovstolytkin, E. Klimuk, and L. Uspenskaya, *Functional Materials*, **17**: 363 (2010).
14. S. Vionnet-Menot, C. Grimaldi, T. Maeder, S. Strässler, and P. Ryser, *Phys. Rev. B*, **71**: 064201 (2005).
15. A. I. Tovstolytkin, A. N. Pogorily, S. V. Cherepov, G. V. Bondarkova, and V. I. Silantiev, *Металлофиз. новейшие технол.*, **22**: № 11: 23 (2000).
16. V. D. Doroshev, V. A. Borodin, V. I. Kamenev, A. S. Mazur, T. N. Tarasenko, A. I. Tovstolytkin, and S. V. Trukhanov, *J. Appl. Phys.*, **104**: 093909 (2008).

REFERENCES

1. E. L. Nagaev, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **166**: 833 (1996) (in Russian).
2. A. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, *Science*, **283**: 2034 (1999).
3. H. Kuwahara, Y. Tomioka, A. Asamitsu et al., *Science*, **270**: 961 (1995).
4. M. Uehara, S. Mori, C. H. Chen, and S.-W. Cheong, *Nature*, **399**: 560 (1999).

5. I. F. Voloshin, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev, L. M. Fisher, N. A. Babushkina, L. M. Belova, D. I. Khomskii, and K. I. Kugel', *Pis'ma v ZhETF*, **71**, Iss. 3: 157 (2000) (in Russian).
6. A. I. Tovstolytkin, A. M. Pogorily, Yu. I. Dzhezherya, V. V. Dzyublyuk, and D. J. Mapps, *J. Phys.: Condens. Matter*, **21**: 386003 (2009).
7. A. I. Tovstolytkin, V. V. Dzyublyuk, D. I. Podyalovskii, X. Moya, C. Israel, D. Sánchez, M. E. Vickersm, and N. D. Mathur, *Phys. Rev. B*, **83**: 184404 (2011).
8. Y. Murakami, H. Kasai, J. J. Kim, S. Mamashin, D. Shindo, S. Mori, and A. Tonomura, *Nat. Nanotechnol.*, **5**: 37 (2010).
9. A. Guha, N. Khare, A. K. Raychaudhuri, and C. N. R. Rao, *Phys. Rev. B*, **62**: R11941 (2000).
10. Y. I. Dzhezherya, A. I. Tovstolytkin, and E. S. Klimuk, *J. Appl. Phys.*, **109**: 093906 (2011).
11. N. G. Bebenin, R. I. Zainullina, N. S. Bannikova, V. V. Ustinov, and Ya. M. Mukovskii, *Phys. Rev. B*, **78**: 064415 (2008).
12. N. G. Bebenin, R. I. Zainullina, V. V. Ustinov, and Ya. M. Mukovskii, *J. Magn. Mater.*, **324**: 1112 (2012).
13. Yu. Dzhezherya, A. Tovstolytkin, E. Klimuk, and L. Uspenskaya, *Functional Materials*, **17**: 363 (2010).
14. S. Vionnet-Menot, C. Grimaldi, T. Maeder, S. Strässler, and P. Ryser, *Phys. Rev. B*, **71**: 064201 (2005).
15. A. I. Tovstolytkin, A. N. Pogorily, S. V. Cherepov, G. V. Bondarkova, and V. I. Silantiev, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **22**, No. 11: 23 (2000).
16. V. D. Doroshev, V. A. Borodin, V. I. Kamenev, A. S. Mazur, T. N. Tarasenko, A. I. Tovstolytkin, and S. V. Trukhanov, *J. Appl. Phys.*, **104**: 093909 (2008).