

Поля не прямых обменных взаимодействий в магнитных наногранулированных пленках

Ю.И. Джежеря, А.Ф. Кравец*, И.М. Козак†, А.Я. Вовк, А.Н. Погорелый

Институт магнетизма, НАН и МОН Украины, пр. Вернадского, 36-б, 03142 Киев, Украина

(Получено 14.05.2014; опубликовано online 20.06.2014)

Представлено результаты исследования влияния проводящих свойств немагнитной матрицы на процесс намагничивания магнитных наногранулированных пленок. Эффективное поле в пленках с проводящей матрицей влияет на свойства магнитной подсистемы и способствует установлению магнитной корреляции в ансамбле ферромагнитных гранул. Поляризация электронной подсистемы приводит к появлению обменного взаимодействия между магнитными моментами ближайших магнитных гранул. О проявлении косвенного обменного взаимодействия можно утверждать если поле косвенного обмена по величине будет превосходить значение локальных магнитостатических полей.

Ключевые слова: Магнитные наногранулированные пленки, Намагничивание, Косвенное обменное взаимодействие, Поле косвенного обмена, Структурная перколяция.

PACS numbers: 75.70.Cn, 75.75.+a, 71.70.Gm,
75.30.Et, 83.80.Fg

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные наногранулированные материалы, содержащие наногранулы металлического ферромагнетика в немагнитной матрице (металлической или диэлектрической), привлекают огромное внимание из-за многочисленных ярких физических эффектов, проявляющихся в них в приложенном магнитном поле. Так, в магнитных наногранулированных материалах наблюдается гигантское магнетосопротивление [1-5], туннельное магнетосопротивление [6-10], гигантский эффект Холла [11], магнито-рефрактивный эффект [12-15], магнитоиндуцированный нелинейный оптический эффект [16] и т.д. Эти эффекты представляют большой интерес как с фундаментальной точки зрения, так и для практического применения у датчиках магнитного поля [17], магнитных средах для записи информации сверхвысокой плотности [18] и высокочастотных устройствах [19].

Если различия в транспортных свойствах магнитных наногранулированных пленок с разными типами матриц очевидны [20, 21], то интерпретация различий в поведении таких систем при намагничивании сталкивается с определенными трудностями.

Коллективное поведение магнитных моментов отдельных гранул зависит от взаимодействия между ними.

Одним из наиболее известных взаимодействий между магнитными гранулами в проводящей немагнитной среде может быть косвенное обменное взаимодействие типа Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ) [22]. Однако, как показывает анализ, РККИ взаимодействие в ансамбле наногранул относительно невелико в силу чрезвычайно малого влияния на отдельную магнитную гранулу со стороны соседних магнитных гранул, а также из-за быстрых пространственных осцилляций интеграла обменного взаимодействия РККИ и его усреднения до нуля по объему.

Другой механизм косвенного обмена может быть связан с поляризацией подсистемы электронов проводимости за счет $s-d$ обмена в системе с дальним магнитным порядком [23]. Действительно, если ансамбль магнитных наногранул, пребывающий изначально в суперпарамагнитном состоянии, намагнитить внешним полем, то во всем объеме материала осуществится также и магнитная поляризация s -электронов проводимости. Влияние магнитополяризованной среды, заполняющей все пространство, тождественно эффективному магнитному полю, которое способствует установлению магнитного упорядочения в ансамбле наногранул [24]. В отличие от металлических наногранулированных пленок, коллективное поведение ансамбля наногранул в металлдиэлектрических пленках становится существенным только при достижении порога структурной перколяции [23].

В работе [23] из анализа результатов ферромагнитного резонанса в магнитных наногранулированных пленках с разными типами немагнитных матриц было обнаружено, что в материалах с проводящей матрицей между магнитными моментами наногранул существует дополнительный корреляционный механизм. Он может быть связан с косвенным обменным взаимодействием через электроны зоны проводимости. Напротив, в наногранулированных материалах с диэлектрической матрицей косвенный обмен характеризуется малой величиной, поскольку при концентрациях магнитного материала ниже порога структурной перколяции он обусловлен эффектами спинзависимого туннелирования электронов из гранулы в гранулу через высокий энергетический барьер [6-10].

Для CoFe-Cu гранулированных сплавов [25] было показано, что магнитные и транспортные свойства можно объяснить: (а) дипольными взаимодействиями между тесно расположенными магнитными частицами в металлической матрице, (б) косвенным

* anatolii@kth.se

† irinkm@ukr.net

ферромагнитным обменом через металлическую матрицу из-за легирования CoFe, которое исчезает при отжиге и (в) перпендикулярной к плоскости одноосной магнитной анизотропией, вытекающей из деформации кристаллической решетки, которая исчезает в результате отжига. Модель суперпарамагнитного взаимодействия, которая была успешно испытана в различных магнитных системах, применяется в диполь-дипольных взаимодействующих металлических и метал-диэлектрических гранулированных пленках [26].

В теоретической части данной работы предложен феноменологический подход к косвенному обменному взаимодействию в магнитных наногранулированных материалах с проводящей немагнитной матрицей. Эффективное поле косвенного обмена для гранулированных пленок определяется из полевых и температурных зависимостей намагниченности. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными по перемагничиванию в гранулированных пленках с различными немагнитными матрицами.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПОЛЯ КОСВЕННОГО ОБМЕНА В МАГНИТНЫХ НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ

Величину эффективного поля косвенного обмена можно определить простым способом из анализа кривых намагничивания наногранулированных пленок, измеренных при разных температурах.

Для придания расчетам более общего характера предположим, что ферромагнитные гранулы обладают анизотропией, и запишем их энергию в следующем виде:

$$U_i = -\frac{\beta_i}{2v_i} (\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{n}_i)^2 - \mathbf{m}_i \cdot (\mathbf{H}_i^m + \mathbf{H} + \mathbf{h}), \quad (1)$$

где индекс «i» при величинах указывает номер гранулы, \mathbf{m}_i – магнитный момент гранулы, v_i – объем гранулы, β_i – константа легкоосной анизотропии (может определяться фактором формы или типом кристаллической структуры материала гранулы), \mathbf{n}_i – единичный вектор в направлении оси анизотропии гранулы, \mathbf{H}_i^m – магнитостатическое поле в области расположения гранулы, \mathbf{h} – поле косвенного обменного взаимодействия, определение которого и является предметом исследования данного раздела.

Для построения алгоритма определения величины \mathbf{h} воспользуемся элементами теории Ланжевена, считая, что система гранул находится в суперпарамагнитном состоянии.

При неизменном модуле магнитного момента гранулы, его среднее значение определяется выражением:

$$\langle \mathbf{m}_i \rangle = \frac{\int d\Omega_i \mathbf{m}_i \exp(-U_i/kT)}{\int d\Omega_i \exp(-U_i/kT)}, \quad (2)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура системы, $d\Omega_i$ – элемент телесного угла, интегрирование осуществляется по всем возможным направлениям магнитного момента.

В выражение (1) для потенциальной энергии входит слагаемое, которое учитывает магнитодипольный вклад \mathbf{H}_i^m . Поскольку эта величина зависит от взаимного расположения гранул и от ориентации в пространстве их магнитных моментов, то точный учет данного вклада затруднителен. Поэтому в дальнейшем при записи \mathbf{H}_i^m будем использовать приближение среднего поля, считая, что магнитные гранулы расположены в пространстве без значительных флуктуаций плотности [27, 28]. Тогда приблизительно можно записать:

$$\mathbf{H}_i^m \approx -4\pi \cdot M_z \mathbf{e}_z, \quad (3)$$

Данная величина определяется формой исследуемой системы. В нашем случае образец представляет собой тонкую пленку, плоскость которой ортогональна оси Oz . Поскольку в приближении среднего поля величина \mathbf{H}_i^m одинаковая для всех гранул, то в дальнейшем индекс, который определяет номер гранулы, будем опускать.

При рассмотрении будем полагать, что магнитная энергия гранул значительно уступает тепловой ($|U_i| \ll kT$). Это условие всегда можно удовлетворить при достаточно высоких температурах.

В числителе и знаменателе выражения (2) для среднего магнитного момента произведем разложение по степеням U_i/kT до квадратичных членов включительно:

$$\langle \mathbf{m}_i \rangle \approx (1/4\pi) \int d\Omega_i \mathbf{m}_i \left(1 - U_i/kT + \frac{1}{2} (U_i/kT)^2 \right) + (1/4\pi)^2 \left(\int d\Omega_i U_i/kT \right) \left(\int d\Omega_i \mathbf{m}_i (1 - U_i/kT) \right) \quad (4)$$

После подстановки U_i в (4) и проведения интегрирования по всевозможным направлениям магнитного момента получаем:

$$\langle \mathbf{m}_i \rangle = \frac{M_i^2}{3kT} \left(1 - \frac{\beta M_i^2}{6v_i kT} \right) (\mathbf{H} + \mathbf{H}^m + \mathbf{h}) + e^\alpha \frac{\beta_i}{2v_i} n_i^\lambda n_i^\gamma (H^\nu + H^{m\nu} + h^\nu) \times \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_i m_i^\alpha m_i^\lambda m_i^\nu m_i^\gamma \quad (5)$$

Индексы, обозначенные греческими буквами $\alpha, \lambda, \gamma, \nu$, показывают пространственные компоненты векторов. По дважды повторяемым индексам проводится суммирование.

Далее учитываем известное соотношение

$$\frac{1}{4\pi} \int d\Omega_i m_i^\alpha m_i^\lambda m_i^\nu m_i^\gamma = \frac{m_i^4}{15} (\delta_{\alpha\lambda} \delta_{\nu\gamma} + \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\nu\lambda} + \delta_{\alpha\nu} \delta_{\lambda\gamma}), \quad (6)$$

где $\delta_{\alpha\lambda}$ – символ Кронекера.

После чего выражение для среднего магнитного момента гранулы принимает вид:

$$\langle \mathbf{m}_i \rangle = \left(m_i^2 / 3kT \right) (\mathbf{H} + \mathbf{H}^m + \mathbf{h}) + \mathbf{e}_\alpha \frac{\beta_i}{v_i} \frac{m_i^4}{45(kT)^2} (H^\nu + H_i^{mv} + h^\nu) (3n_i^\alpha n_i^\nu - \delta_{\alpha\nu}). \quad (7)$$

Выражение (7) определяет среднее значение магнитного момента отдельной гранулы с учетом пространственной ориентации оси анизотропии. Однако при проведении измерений может быть найдена только интегральная характеристика намагниченности. Поэтому на основании выражения (7) представим среднюю намагниченность материала $\mathbf{M} = (1/V) \sum_i \langle \mathbf{m}_i \rangle$ в виде:

$$\mathbf{M} = \chi_0(T) (\mathbf{H} + \mathbf{H}^m + \mathbf{h}) + \mathbf{e}_\alpha \cdot \chi_{\alpha\nu}(T) (H^\nu + H_i^{mv} + h^\nu), \quad (8)$$

где $\chi_0(T) = V^{-1} \sum_i m_i^2 / 3kT$ и

$$\chi_{\alpha\nu}(T) = V^{-1} \sum_i (\beta_i / 5v_i) (m_i^2 / 3kT)^2 (3n_i^\alpha n_i^\nu - \delta_{\alpha\nu}).$$

Замечая далее, что значения β_i / v_i , m_i и n_i^α для ансамбля гранул статистически независимы, перепишем значение коэффициентов χ_0 и $\chi_{\alpha\nu}$:

$$\chi_0(T) = \rho \langle m^2 \rangle / 3kT, \quad (9)$$

$$\chi_{\alpha\beta} = \frac{1}{45(kT)^2} \rho \langle m^4 \rangle \langle \beta/v \rangle \langle 3n_\alpha n_\beta - \delta_{\alpha\beta} \rangle,$$

где ρ – количество гранул в единице объема.

Угловые скобки в (9) означают усреднение.

Нетрудно убедиться, что в случае изотропного по направлениям распределения осей анизотропии гранул выражение $\chi_{\alpha\nu}$ обращается в нуль. Если же при получении образцов имели место направленные процессы, то это отразилось бы на компонентах тензора $\chi_{\alpha\nu}$. Следует также обратить внимание на связь между его диагональными компонентами: $\chi_{xx} + \chi_{yy} + \chi_{zz} = 0$.

Из выражения (9) следует, что при повышении температуры компоненты тензора $\chi_{\alpha\nu}$ убывает быстрее величины χ_0 , что существенным образом упрощает рассмотрение для высокотемпературной области.

Таким образом, при высоких температурах процессы намагничивания системы могут быть описаны уравнением:

$$\mathbf{M} = \chi_0(T) \cdot (\mathbf{H} - 4\pi \mathbf{e}_z M_z + \mathbf{h}), \quad (10)$$

Если внешнее поле ориентировано в плоскости пленки, то выражение для поля косвенного обмена \mathbf{h} может быть представлено в виде:

$$\mathbf{h} = \frac{\mathbf{M}}{\chi_0(T)} - \mathbf{H}. \quad (11)$$

Для определения h на основании соотношения (11) рассмотрим две кривые намагничивания, полученные

при относительно высоких температурах T_1 и T_2 (рис. 1). Отсутствие гистерезиса указывает на то, что система наногранул находится в суперпарамагнитном состоянии. Построим на графике прямую, соответствующую определенному значению намагниченности M . Эта прямая пересечет кривые намагничивания в точках с абсциссами H_1 и H_2 . Таким образом, для одного и того же образца состояния, определяемые параметрами (H_1, T_1) и (H_2, T_2) , характеризуются одинаковым значением намагниченности, а, следовательно, и одинаковым значением поля косвенного обмена.

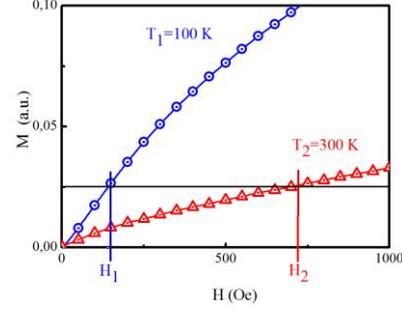


Рис. 1 – Схема для расчета эффективной величины поля косвенного обмена h_{eff} в магнитных наногранулированных пленках

При этом для определения величины h может быть получена формула, опирающаяся на данные эксперимента:

$$\frac{h + H_1}{h + H_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (12)$$

Окончательно имеем:

$$h = \frac{H_2 T_1 - H_1 T_2}{T_2 - T_1}. \quad (13)$$

Следует особенно подчеркнуть, что о проявлении косвенного обменного взаимодействия можно утверждать, только если h по величине будет превосходить значение локальных магнитостатических полей. Поэтому количественный критерий условия применимости разработанной теории можно сформулировать в следующем виде:

$$h \gg 4\pi \langle M \rangle. \quad (14)$$

В противном случае, результат по величине будет того же порядка, что и погрешности, допущенные при получении формулы (13).

Предложенная модель была проверена на двух сериях наногранулированных пленок с металлической $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x\text{Ag}_{1-x}$ и диэлектрической $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ матрицами (x – объемная доля магнитного материала). Эти пленки были осаждены в одинаковых технологических условиях в безмасляном вакууме $\sim 10^{-4}$ Па с использованием метода электронно-лучевого соиспарения магнитной и немагнитной компонент из двух источников. Детали процесса осаждения, структурные и магнитные свойства наногранулированных пленок приведены в [10, 15]. Петли магнитного гистерезиса были измерены при 10, 100 and 300 К с помощью

SQUID магнетометра в магнитных полях до 50 кЕ. Магнитные измерения были проведены в диапазоне температур 5-300 К в магнитном поле 50 Е. Было показано, что пленки состава $x < 0.2$ следует рассматривать как ансамбль суперпарамагнитных наночастиц при температуре выше 75 К. Средний размер магнитных наночастиц, определенных из измерений магнитной восприимчивости одинаков для обеих Ag и Al_2O_3 матриц. В частности, для пленок состава $x = 0.13$ характерны магнитные наночастицы ~ 1.5 nm [29]. Таким образом, топология и пространственное расположение магнитного материала для металлических и металло-диэлектрических гранулированных пленок данного состава есть одинаковые. Низкополевые части кривых намагничивания для металлических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}Ag_{0.87}$ и металло-диэлектрических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}(Al_2O_3)_{0.87}$ пленок приведены на рис. 2а и 2б, соответственно. Рассчитанные величины поля косвенного обмена как функция намагниченности среды приведены на рис. 3. Видно, что обменное взаимодействие в пленках с проводящей металлической матрицей значительно выше по сравнению с диэлектрической матрицей. Наблюдается четкая линейная зависимость h от намагниченности M . Это позволяет ввести константу непрямого обменного взаимодействия $k = h / M$ (рис. 4). Эта константа для металлических наногранулированных пленок почти на порядок величины больше по сравнению с металло-диэлектрическими пленками.

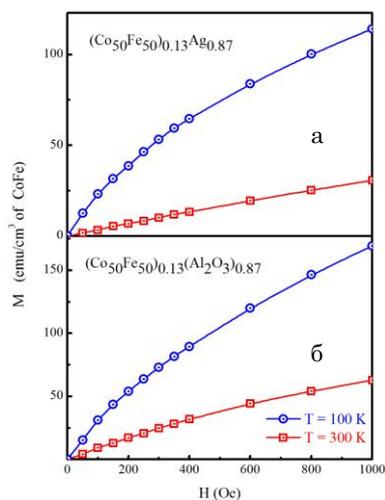


Рис. 2 – Низкополевые части кривых намагничивания для металлических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}Ag_{0.87}$ (а) и металло-диэлектрических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}(Al_2O_3)_{0.87}$ (б) наногранулированных пленок, измеренные при 100 К и 300 К

Как и следовало ожидать, величина эффективного поля взаимодействия магнитных гранул в среде с диэлектрической матрицей незначительна и соизмерима с величиной погрешности теории, развитой в работе. Магнитное взаимодействие в такой системе становится заметным лишь вблизи порога структурной перколяции. В то же время эффективное поле в пленках с проводящей матрицей существенным образом влияет на свойства магнитной подсистемы и способствует установлению магнитной корреляции в ансамбле ферромагнитных гранул.

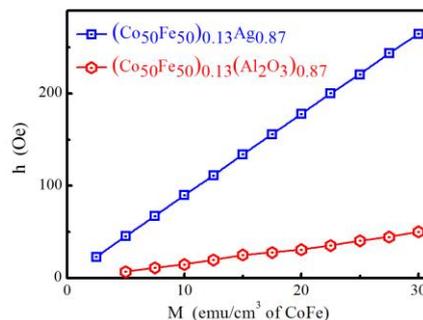


Рис. 3 – Зависимости эффективных величин полей непрямого обменного взаимодействия h_{eff} от намагниченности M для металлических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}Ag_{0.87}$ и металло-диэлектрических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}(Al_2O_3)_{0.87}$ пленок

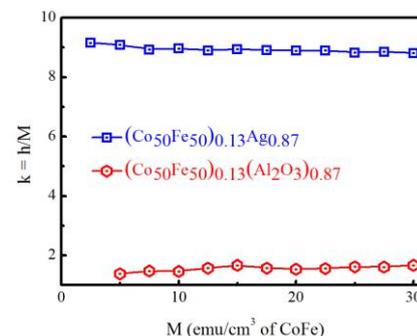


Рис. 4 – Зависимости константы непрямого обменного взаимодействия k от намагниченности M для металлических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}Ag_{0.87}$ и металло-диэлектрических $(Co_{50}Fe_{50})_{0.13}(Al_2O_3)_{0.87}$ пленок

3. ВЫВОДЫ

В работе предложена феноменологическая модель косвенного межгранульного обменного взаимодействия в магнитных наногранулированных материалах. В рамках данной модели показано, что при малых концентрациях ферромагнитного материала коллективное поведение ансамбля наногранул во многом определяется косвенным обменным взаимодействием с поляризованной подсистемой свободных электронов. Данное взаимодействие проявляется в системах с проводящей матрицей. Напротив, в наногранулированных материалах с диэлектрической матрицей косвенный обмен имеет малую величину, поскольку ниже порога структурной перколяции он обусловлен эффектами спин-зависимого тунелирования электронов из гранулы в гранулу через высокий энергетический барьер. Выводы теоретических расчетов, полученных в рамках модели косвенного обмена, имеют экспериментальное подтверждение.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной поддержке программы Национальной академии наук Украины «Фундаментальные проблемы наноструктурных систем, наноматериалов и нанотехнологий», проект № 22/14-Н.

Indirect Exchange Interaction Fields in Magnetic Nanogranular Films

Yu.I. Dzhezherya, A.F. Kravets, I.M. Kozak, A.Ya. Vovk, A.M. Pogorily

Institute of magnetism, National Academy of Sciences of Ukraine, Vernadsky 36b, 03142 Kyiv, Ukraine

The investigation results of the influence of non-magnetic matrix conducting properties on the magnetization process of magnetic nanogranular films are presented. Effective field in the films with conductive matrix influences the properties of the magnetic subsystem and facilitates the establishment of magnetic correlation in the ensemble of ferromagnetic granules. Polarization of the electron subsystem leads to the appearance of the exchange interaction between magnetic moments of the nearest magnetic granules. One can state about initiation of indirect exchange interaction in the case when the field of indirect exchange will exceed the value of local magnetostatic fields.

Keywords: Magnetic nanogranular films, Magnetization, Indirect exchange interaction, Indirect exchange interaction field, Structural percolation.

Поля непрямых обменных взаимодействий в магнитных наногранульованих плівках

Ю.І. Джежеря, А.Ф. Кравець, І.М. Козак, А.Я. Вовк, А.М. Погорілий

Інститут магнетизму, НАН і МОН України, пр. Вернадського 36-б, 03142 Київ, Україна

Представлено результати дослідження впливу провідних властивостей немагнітної матриці на процес намагнічування магнітних наногранульованих плівок. Ефективне поле у плівках з провідною матрицею впливає на властивості магнітної підсистеми і сприяє встановленню магнітної кореляції в ансамблі феромагнітних гранул. Поляризація електронної підсистеми призводить до появи обмінної взаємодії між магнітними моментами сусідніх магнітних гранул. Про виникнення непрямой обмінної взаємодії можна стверджувати у випадку, коли поле непрямой обміну за величиною буде перевищувати значення локальних магнітостатичних полів.

Ключові слова: Магнітні наногранульовані плівки, Намагнічування, Непряма обмінна взаємодія, Поле непрямой обмінної взаємодії, Структурна перколяція.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3749 (1992).
- A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3745 (1992).
- A. Gerber, A. Milner, B. Groisman, M. Karpovsky, A. Gladkih, A. Sulpice, *Phys. Rev. B* **55**, 6446 (1997).
- A.N. Pogorilyi, A.F. Kravets, E.V. Shipil, A.Ya. Vovk, Chang Sik Kim, H.R. Khan, *J. Magn. Magn. Mater.* **186**, 87 (1998).
- S. Honda, M. Nawate, M. Tanaka, T. Okada, *J. Appl. Phys.* **82**, 764 (1997).
- S. Honda, T. Okada, M. Nawate, M. Tokumoto, *Phys. Rev. B* **56**, 14566 (1997).
- S. Mitani, S. Takahashi, K. Takanashi, K. Yakushiji, S. Maekawa, H. Fujimori, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2799 (1998).
- S. Sankar, A.E. Berkowitz, D. Smith, *Phys. Rev. B* **62**, 14273 (2000).
- K. Yakushiji, S. Mitani, K. Takanashi, S. Takahashi, S. Maekawa, H. Imamura, H. Fujimori, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 515 (2001).
- A.Ya. Vovk, J.-Q. Wang, W. Zhou, J. He, A.M. Pogorilyi, O.V. Shypil, A.F. Kravets, H.R. Khan, *J. Appl. Phys.* **91**, 10017 (2002).
- A.B. Pakhomov, X. Yan, B. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3497 (1995).
- A.B. Granovski, M.V. Kuzmichev, J.P. Clerk, *J. Exp. Theor. Phys.* **89**, 955 (1999).
- V.G. Kravets, D. Bozec, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson, H. Menard, A.B. Horn, A.F. Kravets, *Phys. Rev. B* **65**, 054415 (2002).
- A.B. Granovski, I.V. Bykov, E.A. Gan'shina, V.S. Gushchin, M. Inoue, Yu.E. Kalinin, A.A. Kozlov, A.N. Yurasov, *J. Exp. Theor. Phys.* **96**, 1104 (2003).
- V.G. Kravets, L.V. Poperechenko, A.F. Kravets, *Phys. Rev. B* **79**, 144409 (2009).
- O.A. Aktsipetrov, T.V. Murzina, E.M. Kim, et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 138 (2005).
- S. Mitani, H. Fujimori, K. Takanashi, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 179 (1999).
- S. Stavroyiannis, I. Panagiotopoulos, D. Niarchos, J.A. Christodoulides, Y. Zhang, G.C. Hadjipanayis, *J. Appl. Phys.* **85**, 4304 (1999).
- T. Morikawa, M. Suzuki, Y. Taga, *J. Appl. Phys.* **83**, 6664 (1998).
- S. Zhang, P.M. Levy, *J. Appl. Phys.* **73**, 5315 (1993).
- J. Inoue, S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **53**, R11927 (1996).
- G.M. Genkin, M.V. Sapozhnikov, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 794 (1994).
- Ю.І. Джежеря, А.Ф. Кравець, І.М. Козак, Е.В. Шишиль, А.Н. Погорельий, *Ж. нано-електрон. фіз.* **5** № 4, 04075 (2013) (Yu.I. Dzhezherya, A.F. Kravets, I.M. Kozak, et al., *J. Nano-Electron. Phys.* **5** No 4, 04075 (2013)).
- Yu.I. Gorobets, Yu.I. Dzhezherya, A.F. Kravets, *Phys. Solid State* **42**, 126 (2000).
- V. Franco, X. Batlle, A. Labarta, *J. Appl. Phys.* **85**, 7328 (1999).
- P. Allia, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai, M. Knobel, M.A. Novak, W.C. Nunes, *Phys. Rev. B* **64**, 144420 (2001).
- A.L. Brand, L.M. Socolovsky, J.C. Denardin, M. Knobel, *J. Magn. Magn. Mater.* **294**, 127 (2005).
- F. Abeles, *Optical properties of solids* (Elsevier: Amsterdam: 1972).
- M.G. delMuro, Z. Konstantinovic, M. Varela, X. Batlle, A. Labarta, *J. Nanomater.* **2008**, Article ID 475168 (2008).
- C.J. O'Connor, V.O. Golub, A.Ya. Vovk, A. F. Kravets, A.M. Pogorilyi, *IEEE T. Magn.* **38**, 2631 (2002).