

**МАГНЕТИЗМ И МАГНИТНЫЙ
ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В НАНОПРОВОЛОКАХ
ДИАМАГНИТНО-РАЗБАВЛЕННЫХ СВЕРХСИЛЬНЫХ
МАГНИТОВ ϵ - $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$**

В настоящей работе исследованы нанопроволоки ϵ - $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$. Целями работы являются: установление механизмов перемагничивания, определение микроскопических параметров обменного взаимодействия, разделение вкладов высокотемпературной и низкотемпературной фаз.

Нанопроволоки ϵ - $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$ (рис. 1) длиной (80 ± 40) нм и диаметром (35 ± 15) нм были изготовлены путем использования двух методов – синтез в обратных мицеллах и золь-гель методом. Нанопроволоки выростали в растворе обратных мицелл в растворе, содержащем нитраты железа и индия. Аттестацию нанопроволок ϵ - $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$ проводили методами масс-спектрометрии, просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции. Нанопроволоки имеют орторомбическую кристаллическую структуру с четырьмя неэквивалентными катионными позициями ионов Fe^{3+} . Одна из них имеет тетраэдрическое окружение, а три другие – октаэдрическое окружение. Ионы индия являются примесью замещения и встраиваются в октаэдрические позиции ионов железа.

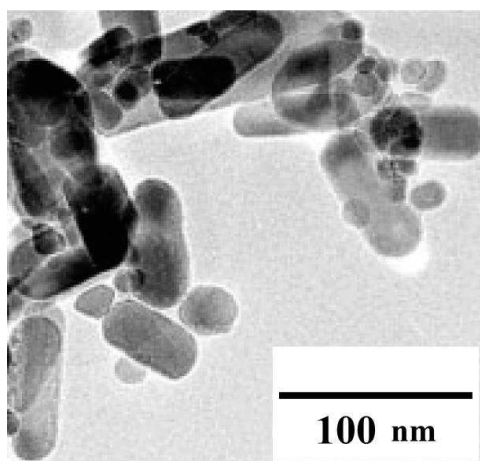


Рисунок 1 - Изображение нанопроволок ϵ - $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$, полученное на просвечивающем электронном микроскопе

Температурные зависимости магнитного момента упорядоченного массива нанопроволок были измерены с помощью вибрационного магнитометра многофункциональной измерительной криомагнит-

ной установки CFMS фирмы Cryogenic Ltd, UK в постоянном магнитном поле напряженностью $H = 1$ кЭ в диапазоне температуры $T = 2 - 300$ К.

На рис. 2 изображена температурная зависимость намагниченности $M(T)$ нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$ в магнитном поле 1 кЭ, измеренная в режиме охлаждения. При температурах ниже $T_C = 414$ К нанопроволоки находятся в магнитоупорядоченном состоянии, о чем свидетельствует петли магнитного гистерезиса на зависимости $M(H)$ с коэрцитивной силой $H_C = 6$ кЭ при $T = 300$ К [1, 2]. При высоких температурах $T = 190 - 300$ К наблюдается рост намагниченности при понижении температуры (рис. 2). В окрестности 190 К происходит резкое уменьшение намагниченности практически до нуля, которая при дальнейшем понижении температуры остается почти постоянной.

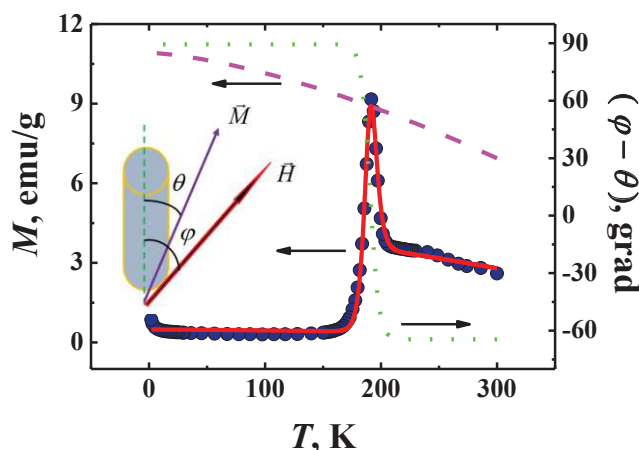


Рисунок 2 - Температурная зависимость намагниченности M нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$, измеренная в магнитном поле напряженностью 1 кЭ в режиме охлаждения. Сплошной линией показана аппроксимация. Штриховым пунктиром показана зависимость Блоха 3/2, когда $\phi - \theta = 0$. Точечным пунктиром показана зависимость разности углов $\phi - \theta$.

На врезке показан способ отсчета углов ϕ и θ .

В отсутствие внешнего магнитного поля в магнитоупорядоченном кристалле с магнитной анизотропией типа «легкая ось» вектор намагниченности направлен вдоль оси легкого намагничивания. Приложение магнитного поля под некоторым углом ϕ к оси легкого намагничивания вызывает поворот вектора намагниченности на угол θ (см. врезку на рис. 2). Измеряемая в магнитометре намагниченность образца есть проекции вектора намагниченности на направление магнитного поля:

$$M = M_S \cos(\phi - \theta), \quad (1)$$

где M_S – намагниченность насыщения. В магнитоупорядоченных кристаллах температурная зависимость намагниченности описывается формулой Блоха 3/2 [3]:

$$M_S(T) = M_S(0)(1 - BT^{3/2}), \quad (2)$$

где $M_S(0)$ – намагниченность насыщения при $T = 0$ К, B – спин-волновой параметр. Функция Блоха 3/2 (2) возрастает при понижении температуры, поэтому резкое уменьшение намагниченности практически до нуля в окрестности 190 К может быть обусловлено множителем, содержащим косинус в выражении (1). Угол θ является функцией магнитного поля и не зависит от температуры. Поэтому единственным объяснением резкого уменьшения намагниченности нанопроволок является изменение угла φ , означающее поворот оси легкого намагничивания (спин-переориентационный переход). Для описания зависимости $\varphi(T)$ мы выбрали ступенчатую функцию типа Хэвисайда:

$$\varphi = \frac{\varphi_0}{1 + \exp(kT - b)}. \quad (3)$$

На рис. 2 сплошной линией показан аппроксимация зависимости $M(T)$ системой уравнений (1-3). Из аппроксимации были определены параметры $M_S(0) = 11$ эме/Г, $B = 7 \cdot 10^{-5}$ К^{-3/2}. На рис. 2 штриховым пунктиром показана зависимость Блоха 3/2, когда $\varphi - \theta = 0$. Точечным пунктиром показана зависимость разности углов $\varphi - \theta$, где $\varphi(T)$ описывается выражением (2) с параметрами $\varphi_0 = 154^\circ$, $k = 0.3$ К⁻¹, $b = 51$.

В теории спиновых волн параметр B , входящий в формулу Блоха 3/2 (2), связан с коэффициентом спин-волновой жесткости D выражением [3]:

$$B = 2.612 \frac{g\mu_B}{M_S(0)} \left(\frac{k_B}{4\pi D} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

где $g = 2$ – g-фактор ионов Fe³⁺, $S = 5/2$ – спин ионов Fe³⁺, k_B – постоянная Больцмана, μ_B – магнетон Бора. Известные значения B и $M_S(0)$, определенные из аппроксимации зависимости $M(T)$ (рис. 2), позволили оценить значение спин-волновой жесткости $D = 355$ мэВ·Å² ($3 \cdot 10^{-9}$ Э·см²). Коэффициент спин-волновой жесткости D связан с обменным интегралом J выражением [4]:

$$J = \frac{Dg\mu_B}{2Sr_s^2}, \quad (5)$$

где r_s – среднее расстояние между ионами Fe³⁺. Оценка обменного интеграла по формуле (5) дает значение $J = 9.7$ см⁻¹. С другой стороны, обменный интеграл можно оценить в приближении молекулярного поля Вейса, приравняв среднюю энергию обменного взаимодействия энергии тепловых флуктуаций [3]:

$$k_B T_C = \frac{2zJS(S+1)}{3}, \quad (6)$$

где $z = 6$ – число ближайших соседей, $T_C = 414$ К – температура магнитного упорядочения. Вычисленное по формуле (6) значение обменного интеграла $J = 8.2$ см⁻¹ оказалось близко к значению, определенному по формуле (5) и близко к теоретическим оценкам $J = 3.9 - 5.4$ см⁻¹, полученным в работе [5].

Работа выполнена в рамках госзадания № АААА-А19-119092390079-8.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев, А.И. Магнитный фазовый переход в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_3$ / А.И. Дмитриев, О.В. Коплак, А. Namai, Н. Tokoro, S. Ohkoshi, Р.Б. Моргунов // Физика твердого тела. – 2013. – 55, 11. – С. 2140–2147.
2. Дмитриев, А.И. Спин-переориентационный переход в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$ / А.И. Дмитриев, О.В. Коплак, А. Namai, Н. Tokoro, S. Ohkoshi, Р.Б. Моргунов // Физика твердого тела. – 2014. – 56, 9. – С. 1735–1738.
3. Sperl, M. Spin-wave excitations and low-temperature magnetization in the dilute magnetic semiconductor (Ga,Mn)As / M. Sperl, A. Singh, U. Wurstbauer, S. Kumar Das, A. Sharma, M. Hirmer, W. Nolting, C.H. Back, W. Wegscheider, G. Bayreuther // Physical Review B. – 2008. – 77, 12. – P. 125212.
4. Goennenwein, S.T.B. Spin wave resonance in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / S.T.B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner, M.S. Brandt, M. Stutzmann // Applied Physics Letters. – 2003. – 82, 5. – P. 730–732.
5. Ohkoshi, S. Hard Magnetic Ferrite: $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ / S. Ohkoshi, Н. Tokoro // Bulletin of the Chemical Society of Japan. – 2013. – 86, 8. – P. 897–907.

УДК 621.357.7

А.В. Красиков, А.А. Каширина, М.В. Старицын, М.В. Меркулова
НИЦ «Курчатовский институт» – ЦНИИ КМ «Прометей»,
Санкт-Петербург, Россия

СТРУКТУРА КОМПОЗИЦИОННЫХ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ВИБРАЦИОННО-СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ СУСПЕНЗИИ

Композиционные электрохимические покрытия (КЭП) на основе системы Ni-SiC в настоящее время применяются в двигателестроении и известны под маркой Nicom или Nicasil. Данные покрытия обладают