

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
ДАГЕСТАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМ. Х.И. АМИРХАНОВА  
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ЧЕЛЯБИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

# **МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ**

## **СБОРНИК ТРУДОВ**

XIV международного семинара  
посвященного 90-летию Дагестанского  
государственного университета

14 сентября 2021 г., Махачкала

## **МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ**

**Сборник трудов XIV международного семинара  
14 сентября 2021 г., Махачкала**

В настоящий сборник включены материалы, представленные на IX международный семинар "Магнитные фазовые переходы".

Семинар проводится Министерством науки и высшего образования РФ, Институтом физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН, Дагестанским государственным университетом, Челябинским государственным университетом.

Материалы воспроизведены с авторских оригиналов, в связи с чем Оргкомитет конференции не несет ответственности за допущенные опечатки и стилистические погрешности.

© Институт физики Дагестанского ФИЦ РАН, 2021.

## **ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ**

**Сопредседатели:** Хизриев К.Ш., Махачкала, Россия  
Алисултанов З.З., Махачкала, Россия

**Зам. председателя:** Арсланов Т.Р., Махачкала, Россия  
Соколовский В.В., Челябинск, Россия

**Секретарь:** Курбанова Д.Р., Махачкала, Россия

## **Члены оргкомитета**

чл.-корр. РАН Борисов А.Б., Екатеринбург, Россия

Алиев А.М., Махачкала, Россия

Аплеснин С.С., Красноярск, Россия

Батдалов А.Б., Махачкала, Россия

Грановский А.Б., Москва, Россия

Екомасов Е.Г., Уфа, Россия

Кассан-Оглы Ф.А., Екатеринбург, Россия

Котов Л.Н., Сыктывкар, Россия

Мокшин А.В., Казань, Россия

Перов С.Н., Москва, Россия

Прудников В.В., Омск, Россия

Прошин Ю.Н., Казань, Россия

Смирнов А.И., Москва, Россия

Соколов А.И., С.-Петербург, Россия

Таскаев С.В., Челябинск, Россия

## **ЛОКАЛЬНЫЙ И ПРОГРАММНЫЙ ОРГКОМИТЕТ**

Хизриев К.Ш. – председатель

Гамзатов А.Г. – зам. председателя

Абакарова Н.С. – секретарь

Атаева Г.Я.

Бабаев А.Б.

Бадиев М.К.

Ибаев Ж.Г.

Магомедов М.А.

Мутайламов В.А.

Муртазаев К.Ш.

Рамазанов М.-Ш.К.

## Содержание

Секция А2. Магнитные фазовые переходы.....	5
Авторский список.....	37

## Секция А2

# Магнитные фазовые переходы

## Магнитные фазовые переходы в несоизмеримые состояния и распространение звука в области таких переходов в слоистых средах с тетрагональной структурой

В.В. Меньшенин

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
e-mail: menshenin@imp.uran.ru*

Проведем рассмотрение на примере группы  $I4/mcm(D_{4h}^{18})$  соединения  $FeGe_2$ . Анализ возможных магнитных структур можно осуществить на основе разложения плотности магнитного момента  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  по базисным функциям (БФ) неприводимых представлений (НП) пространственной группы парамагнитной фазы  $G \times 1'$  где  $1'$ -пространственная инверсия [1,2]. Разложение имеет вид

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \sum_{i,\alpha,n} c_{i\alpha n} \mathbf{S}_\alpha \varphi_{in}, \quad (1)$$

где  $\varphi_{in}$  – базисные функции НП с номером  $n$ , индекс  $i$  нумерует БФ представления,  $\mathbf{S}_\alpha$  – псевдовекторные ортогональные орты,  $c_{i\alpha n}$  – коэффициенты разложения. Волновой вектор магнитной структуры, возникающей из парамагнитной фазы есть  $\mathbf{k} = \left(\frac{2\pi\mu}{\zeta}, 0, 0\right)$ ,  $2\mu \neq 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Звезда этого волнового вектора является четырехлучевой, поэтому при описании возможной магнитной структуры необходимо принимать во внимание все эти лучи. В группе  $I4/mcm(D_{4h}^{18})$  этому волновому вектору соответствует четыре НП полной пространственной группы. Базисные функции НП могут быть выбраны в виде функций Блоха  $\varphi(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \exp[i\mathbf{k}\mathbf{r}]$ . Используя то обстоятельство, что под действием элемента пространственной группы  $\{h/\xi\}$ , где  $h$ -поворотная часть элемента, а  $\xi$ -нетривиальная трансляция, эти функции преобразуются как  $\{h/\xi\}\varphi(\mathbf{r}) = \varphi(h^{-1}(\mathbf{r} - \xi))$ , можно найти БФ всех НП.

Совокупность величин, представляющих собой произведение аксиальных ортов и указанных выше БФ, относящихся к одному НП, преобразуется по прямому произведению этого представления и векторного аксиального представления. Последнее представление приводимо и его можно разложить по НП пространственной группы. Проводя такое разложение для каждого из четырех произведений НП  $D^{\tau_i}$  ( $i = 1, \dots, 4$ ) полной пространственной группы и векторного аксиального представления  $V'$ , удастся найти те НП пространственной группы, по которым может происходить переход в несоизмеримую магнитную структуру. В дальнейшем для построения эффективного гамильтониана, с помощью которого анализируется фазовый переход по какому-либо из найденных НП, требуется знать БФ этого представления, зависящие не только от блоховских функций, но и псевдовекторных ортов. Используя метод проекционных операторов, выпишем в качестве примера БФ для представления  $D^{\tau_2}$ , входящего в разложение прямого произведения представлений  $D^{\tau_1} \otimes V'$  [3]:

$$\psi_1^{\tau_2} = S_x \exp\left[\frac{i2\pi\mu x}{\zeta}\right], \quad \psi_2^{\tau_2} = -S_x \exp\left[-\frac{i2\pi\mu x}{\zeta}\right],$$

$$\psi_3^{\tau_2} = S_y \exp \left[ \frac{i2\pi\mu y}{\zeta} \right], \psi_4^{\tau_2} = -S_y \exp \left[ -\frac{i2\pi\mu y}{\zeta} \right]. \quad (2)$$

Окончательно разложение плотности магнитного момента  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  проводится по БФ типа (2) по всем представлениям пространственной группы, по которым может происходить фазовый переход из парамагнитной фазы в несоизмеримую структуру. Это разложение позволяет сделать заключение о виде магнитного порядка в магнитной фазе. Например, БФ (2) определяют волну продольной спиновой плотности. Симметрия также допускает волны поперечной спиновой плотности. Спиральная структура может возникнуть только при переходе по двум НП.

Исследование фазового перехода из парамагнитной фазы в несоизмеримую магнитную фазу по представлению  $D^{\tau_2}$ , характеризующему БФ (2), проводится на основе эффективного гамильтониана, записанного исходя из инвариантов, построенных на этих функциях. Этот эффективный гамильтониан имеет вид [3]

$$H_{eff}^{\tau_2} = \int d^d \mathbf{x} \left\{ \frac{r_1}{2} (S_x^2 + S_y^2) + \frac{g_{10}}{24} (S_x^4 + S_y^4) + \frac{g_{20}}{24} S_x^2 S_y^2 + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial S_x}{\partial x_i} \right)^2 + \left( \frac{\partial S_y}{\partial x_i} \right)^2 \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $d = 4 - \varepsilon$  – размерность пространства,  $\varepsilon \ll 1$ . В этом случае имеется устойчивая неподвижная точка ренормгруппового преобразования и реализуется переход второго рода.

Исследуем критическую динамику распространения продольных звуковых волн вблизи перехода из парамагнитной в несоизмеримую магнитную фазу на примере соединения FeGe<sub>2</sub>. Рассмотрим распространение упругой волны вдоль направления [100] кристалла. В этой ситуации статическое действие системы, с учетом равенства (3), записывается в виде

$$S^{st} = - \int d^d \mathbf{x} \left\{ \frac{r_1}{2} (S_x^2 + S_y^2) + \frac{g_{10}}{24} (S_x^4 + S_y^4) + \frac{g_{20}}{24} S_x^2 S_y^2 + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial S_x}{\partial x_i} \right)^2 + \left( \frac{\partial S_y}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} u^2 + \gamma_{u0} u (S_x^2 + S_y^2) + \frac{1}{2} s^2 + \gamma_{s0} s (S_x^2 + S_y^2) + wus \right\}. \quad (4)$$

В равенстве (4)  $u$ - упругая переменная, которая пропорциональна флуктуациям плотности в системе,  $s$ -пропорциональна флуктуациям энтропии на единицу массы [4],  $r_1 = T - T_{c0}$ ,  $T_{c0}$ - затравочная температура фазового перехода. Наличие слагаемых  $\int d^d \mathbf{x} \{ u^2/2 + s^2/2 + wus \}$  в (4) можно понять из теории термодинамических флуктуаций.

Стохастические уравнения, описывающие взаимодействие параметра порядка со звуком имеют вид

$$\frac{dS_i}{dt} = \lambda_0 \frac{\delta S^{st}}{\delta S_i} + \theta_i(\mathbf{x}, t), \frac{ds}{dt} = -\kappa \Delta \frac{\delta S^{st}}{\delta s} + \theta_s(\mathbf{x}, t), M\dot{u} = -\Delta \frac{\delta S^{st}}{\delta u} + DM\Delta u + \theta_u(\mathbf{x}, t). \quad (5)$$

Первое уравнение описывает релаксацию компонент параметра порядка с коэффициентом релаксации  $\lambda_0$ . Второе уравнение описывает перенос энергии в результате диффузии, где  $\kappa$ - температурная проводимость. Последнее уравнение следует из стандартного уравнения движения звуковых волн [4]. Величины  $\theta_i, \theta_s, \theta_u$  играют роль случайных сил. Средние значения этих сил равны нулю, а для корреляторов выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \langle \theta_{S_i}(\mathbf{x}, t) \theta_{S_j}(\mathbf{x}', t') \rangle &= 2\lambda_0 \delta^d(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t - t') \delta_{ij}, \\ \langle \theta_s(\mathbf{x}, t) \theta_s(\mathbf{x}', t') \rangle &= -2\kappa \nabla^2 \delta^d(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t - t'), \\ \langle \theta_u(\mathbf{x}, t) \theta_u(\mathbf{x}', t') \rangle &= 2DM \nabla^4 \delta^d(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t - t'). \end{aligned}$$

Можно показать, что эта стохастическая модель полностью эквивалентна квантовополевой модели с удвоенным числом полей, а именно:  $S_i, \tilde{S}_i$  ( $i=1,2$ ),  $s, \tilde{s}, u, \tilde{u}$ . Функционал действия такой модели имеет вид

$$S = \iint d^d x dt \{ \tilde{S}_1(x,t) \lambda_0 \tilde{S}_1(x,t) + \tilde{S}_2(x,t) \lambda_0 \tilde{S}_2(x,t) - \tilde{S}_1 \left[ \frac{\partial}{\partial t} S_1 - \lambda_0 \frac{\delta S^{st}}{\delta S_1} \right] - \tilde{S}_2 \left[ \frac{\partial}{\partial t} S_2 - \lambda_0 \frac{\delta S^{st}}{\delta S_2} \right] + \tilde{u} DM \nabla^4 \tilde{u} - \tilde{u} \left[ M \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \Delta \frac{\delta S^{st}}{\delta u} - DM \Delta \frac{\partial u}{\partial t} \right] - \tilde{s} \kappa \Delta \tilde{s} - \tilde{s} \left[ \frac{\partial}{\partial t} s + \kappa \Delta \frac{\delta S^{st}}{\delta s} \right] \}. \quad (6)$$

Рассмотрим функцию Грина  $G^u = \langle u(x, t_x) \tilde{u}(y, t_y) \rangle$ . В этом определении среднее означает усреднение с плотностью вероятности в конфигурационном пространстве равной  $\exp S$ , где  $S$ -действие (6). Эта функция получается из генерирующего функционала, строящегося по стандартной схеме для действия (6). Записывая уравнения Дайсона для этой функции Грина, получим для фурье- образа собственно энергетической части во втором порядке по теории возмущений выражение

$$\Sigma(\mathbf{p}, \omega) = 8 \{ \gamma_{u_0}^2 \lambda_0 p^2 + \lambda_0 \gamma_{s_0}^2 k^2 w^2 p^6 / [-i\omega + \kappa p^2]^2 - \lambda_0 \gamma_{u_0} \gamma_{s_0} \kappa w p^4 / [-i\omega + \kappa p^2] \} \int \frac{d^d p_1 d\omega_1}{(2\pi)^{d+1}} \Delta_{12}^{(s)}(\mathbf{p}_1, \omega_1) \Delta_{11}^{(s)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}, \omega_1 - \omega) \quad (7)$$

Интеграл в правой части (7) равен

$$I = \frac{(r_0)^{-1+d/2} \lambda_0 \Gamma(1-d/2) \Gamma(d/2)}{(2)^{1+d/2} (2\pi)^{d/2} (-i\omega + \lambda_0 p^2)^2} {}_1F_1(2, d/2, -p^2 \lambda_0^2 r_0 / (p^2 \lambda_0 - i\omega)), \quad (8)$$

где  ${}_1F_1(a, b, c)$  есть функция Кумера,  $\Gamma(x)$ - гамма-функция.

Отметим теперь, что продольные колебания решетки при исследовании магнитного фазового перехода несущественны. Поэтому дальнейшее исследование критического поведения различных функций необходимо проводить на основе базового действия, получаемого из (6) путем исключения переменных  $u, \tilde{u}$ , замены затравочной температуры перехода на истинную, величины  $\lambda_0$  – на ее ренормированное значение  $\lambda$ , а также заменой неренормированных параметров взаимодействия на их базовые значения, которые связаны ренормированными параметрами с помощью затравочной массы  $\mu$ . Выражение (8) содержит полюс относительно малой величины  $\varepsilon$ . Поэтому необходимо ренормировать эту величину для исключения расходимости. Поскольку действие оказывается мультипликативно ренормируемым, можно работать в схеме минимальных вычитаний. В этом случае ренормированная величина  $I_R$  равна

$$I_R = \frac{r\lambda}{2^3 (2\pi)^2} [\ln r - \ln 4\pi] \frac{\Gamma(2)}{(\lambda p^2 - i\omega)^2} \exp\left(\frac{-p^2 \lambda^2 r}{(\lambda p^2 - i\omega)}\right). \quad (9)$$

Функция  $I_R$  получена в однопетлевом приближении и не содержит параметров взаимодействия. Фактически нужно исследовать критическое поведение функции  $\langle \tilde{S}_i(x, t) S_i(x, t) S_j(y, t') S_j(y, t') \rangle$ . Формально исследуется поведение этой функции, когда спиновые индексы одинаковы и равны, например, индексу  $i=1$ . Наличие других компонент учитывается симметричными множителями.

Исследуем ренормгрупповое уравнение для этого коррелятора. Введем для этого связную ренормированную функцию Грина  $W_R^{(\tilde{M}M\tilde{N}N)}(p, \omega, g_1, g_2, r, \lambda, \mu)$ . В этой функции имеется  $\tilde{M}$  вставок типа  $\tilde{S}S$ ,  $M$  вставок типа  $SS$ ,  $\tilde{N}$  сомножителей  $\tilde{S}$  и  $N$  сомножителей  $S$ . Величины  $g_1, g_2, r, \lambda$  являются ренормированными. Тогда ренормгрупповое уравнение для  $W_R^{(\tilde{M}M\tilde{N}N)}$  в критической точке имеет вид



$[p\partial_p + \Delta_\omega\omega\partial_\omega + \Delta_r r\partial_r - N\Delta_S - \tilde{N}\Delta_{\tilde{S}} + M\Delta_{S^2} + \tilde{M}\Delta_{(\tilde{S}\tilde{S})}]W_R^{(\tilde{M}\tilde{M}\tilde{N}\tilde{N})}(p, \omega, g_1^*, g_2^*, r, \lambda, \mu) = 0$ , где  $\Delta_i = d_i + \gamma_i^*$ . Здесь введены следующие обозначения:  $\Delta_i$  ( $i = r, S, \tilde{S}, SS, \tilde{S}\tilde{S}$ ) – критические размерности величин, приведенных в скобках,  $d_i$  – общие канонические размерности этих величин,  $\gamma_i^*$  – аномальные размерности этих же величин в критической точке, получаемые путем подстановки в их выражения параметров взаимодействия  $g_1^*, g_2^*$  в критической точке. Производная по параметру  $\lambda$  отсутствует, так как  $\Delta_\lambda$  обращается в нуль. В результате возникает связь между критической размерностью частоты  $\Delta_\omega$  и  $\gamma_\lambda^*$  вида  $\Delta_\omega = 2 - \gamma_\lambda^*$ . Решение этого уравнения удобно записать через безразмерные переменные  $p/\mu = \zeta, r/\mu^2 = z, \omega/\lambda\mu^2 = q$ . На основе этого решения в пределе  $T \rightarrow T_c$  найдем коррелятор  $I_R(\zeta, z, q) = I_R\left(1, \frac{p}{\mu}\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu}, \frac{\omega}{\lambda\mu^2}\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu\Delta_\omega}\right)\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu(2d-2/\nu+\Delta_\omega)}$ , где  $1/\nu$  – критическая размерность величины  $r$ . Дисперсионное уравнение звуковых волн определяется полюсом функции  $G^u$ . Аналитическое решение этого уравнения найти не представляется возможным. Поэтому пренебрежем вкладом энтропии в это уравнение. Тогда отклонение квадрата частоты  $\delta\omega^2$  упругой волны от квадрата частоты в адиабатическом приближении равно

$$\delta\omega^2 = -8\lambda_0\gamma_{u0}^2\omega_0^2 Re I_R\left(1, \frac{p}{\mu}\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu}, \frac{\omega}{\lambda\mu^2}\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu\Delta_\omega}\right)\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu(2d-2/\nu+\Delta_\omega)}$$

Константа  $\gamma_{u0}$  определяется обменной стрикцией. Ввиду слоистой структуры дигерманита железа изменение частоты будет существенно меньше при распространении волны вдоль главной оси, нежели в слое. Изменение скорости звука, отнесенное к ее адиабатическому значению равно

$$\frac{\delta c}{c_0} \sim \gamma_{u0} \left[ 8\lambda_0 Re I_R\left(1, \frac{p}{\mu}\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu}, \frac{\omega}{\lambda\mu^2}\left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu\Delta_\omega}\right) \right]^{1/2} \left(\frac{r}{\mu^2}\right)^{-\nu(d-1/\nu+\Delta_\omega/2)}$$

Модуль показателя степени в последнем сомножителе равен 1,69.

Рассмотрено распространение продольной упругой (звуковой) волны в окрестности фазового перехода в несоизмеримую магнитную структуру в слоистых тетрагональных системах на примере соединения  $FeGe_2$ . Установлено, что в критической области вблизи температуры перехода второго рода в несоизмеримую магнитную структуру изменение скорости упругой волны относительно адиабатической скорости этой волны, получаемой линейной аппроксимацией высокотемпературных значений, отнесенное к адиабатической скорости, имеет степенной характер вида  $(T - T_c)^{-\nu(d-1/\nu+\Delta_\omega/2)}$ . Отметим, что в работе [5] результаты по неупругому рассеянию нейтронов были использованы для определения закона дисперсии фононов в дигерманите железа при температуре 300К, 500К, 650 К. Проведено вычисление с использованием теории функционала плотности в квазигармоническом приближении температурных смещений дисперсии фононов. Результаты расчетов оказались плохо согласующимися с экспериментальными данными.

[1] Ковалев О.В. ФТТ, **5**, 3156 (1963).

[2] Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ. **46**, 1420 (1964).

[3] В.В. Меньшенин. ФТТ.-, 652 (2019).

[4] Drossel B., Schwabl F. Z. Phys. **B 91**, 93 (1993)

[5]. Smith H. L, Chen Y., Kim D. S., at all. Phys. Rev. Materials. **2**, 103602 (2018)

## Низкотемпературная теплоемкость нанокompозитов свинец – пористое стекло в магнитном поле

А.Е.Шитов, Н.Ю.Михайлин, Ю.А.Кумзеров, Д.В.Шамшур  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26  
e-mail: d-shamshur@yandex.ru

В нанокompозитах свинец-пористое стекло (Pb-ПС) изучены температурные и магнитополевые зависимости магнитного момента  $M(T, H)$  и теплоемкости  $C(T, H)$  в области перехода материала в сверхпроводящее (СП) состояние. На магнитополевых зависимостях  $M(H)$  нанокompозита при температурах ниже критической температуры перехода в СП состояние  $T < T_c \approx 7.2$  К наблюдается гистерезис, связанный с захватом магнитного потока образцом [1], а при  $T \leq 5$  К - квазипериодические скачки  $M(H)$ , связанные с лавинообразным проникновением магнитного поля внутрь образца вплоть до  $M \approx 0$  [2]. При изучении низкотемпературных зависимостей  $C(T, H)$  нанокompозита Pb-ПС в магнитных полях  $H < H_c(T)$  (критическое поле СП перехода) обнаружено, что в области температур и магнитных полей, в которой наблюдаются скачки потока, также наблюдается выделение тепла в образце. В отдельных случаях нагрев образца достигал 20%. Построена эмпирическая модель, описывающая экспериментальные зависимости  $C(T, H)$  в СП состоянии нанокompозита Pb-ПС.

Образцы нанокompозитов Pb-ПС были изготовлены при заполнении пористого стекла (средний размер пор  $d \sim 7$  нм, объем пор составляет 25 % объема ПС) свинцом из расплава под давлением. Свинец заполняет более 95% объема пор, и создается непрерывная сеть наноструктурированного СП металла. Измерения магнитного момента и теплоемкости проводились на установке QD PPMS-14 с помощью вибрационного магнитометра и специальной вставки измерения теплоемкости в диапазоне температур  $2 \text{ К} \leq T \leq 300 \text{ К}$  и магнитных полей  $-14 \text{ Т} < H < 14 \text{ Т}$ .

Рассмотрим более подробно процесс измерения теплоемкости в измерительной установке. Образец находится на платформе в вакууме  $p < 10^{-4}$  Торр, теплопередача между образцом и термостатом (температура  $T_b$ ) происходит в основном через контактные провода с известной теплопроводностью  $K_w$ . На платформе, температурная зависимость теплоемкости которой известна, находится термометр и нагреватель Р. Измерительный процесс делится на 2 фазы: сначала систему нагревают с известной постоянной мощностью печи  $P(t) = P$  определенное время  $t$  (в представленных ниже экспериментальных результатах нагрев осуществлялся на фиксированную величину  $\Delta T = 0.02T_b$ ), затем образец охлаждается при выключенной печи  $P(t) = 0$  за то же время  $t$ . Изменение температуры образца с достаточной точностью описывается указанным ниже уравнением:

$$C_{\text{total}} dT/dt = -K_w(T - T_b) + P(t) \quad (1)$$

Здесь  $C_{\text{total}}$  – общая теплоемкость образца и платформы,  $K_w$  – теплопроводность контактов,  $T_b$  – температура термостата,  $P(t)$  – мощность нагревателя.

На рис.1 показана температурная зависимость теплоемкости Рб-ПС в диапазоне  $T = 4.5 - 200$  К. На вставке выделена низкотемпературная часть

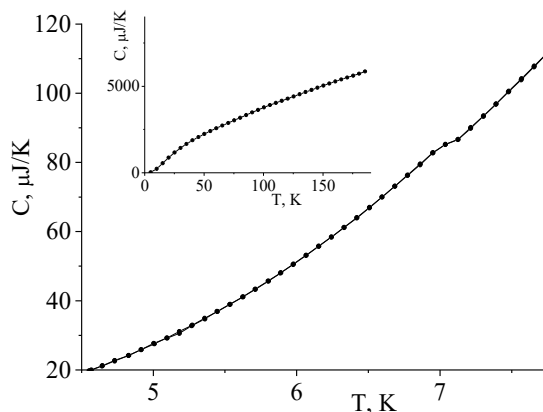


Рис.1 Зависимость теплоемкости Рб-ПС (7 нм) от температуры в диапазоне  $T = 4,5 - 200$  К,  $H = 0$ .

$C(T)$ ; при  $T \approx 7.1$  К на зависимости виден максимум, соответствующий переходу нанокompозита в СП состояние (свинец относится к «жестким» СП материалам 1 рода с сильной связью, и в объемном свинце  $T_{\text{cvolume}} = 7.196$  К,  $H_{\text{cvolume}}(0) = 803$  Э).

Задачей нашей работы было изучение поведения теплоемкости нанокompозита Рб-ПС в магнитном поле в области существования скачков магнитного момента, при которых образец скачкообразно переходит из СП в нормальное состояние. Поскольку

теплоемкость в нормальном и СП состоянии отличается (см. рис. 1), можно предположить, что скачки  $M(H)$  будут проявляться и на зависимости  $C(H)$ .

На рис. 2а, б показаны зависимости магнитного момента нанокompозита Рб-ПС от магнитного поля  $M(H)$  при  $T = 6$  К (а) и  $5$  К (б).

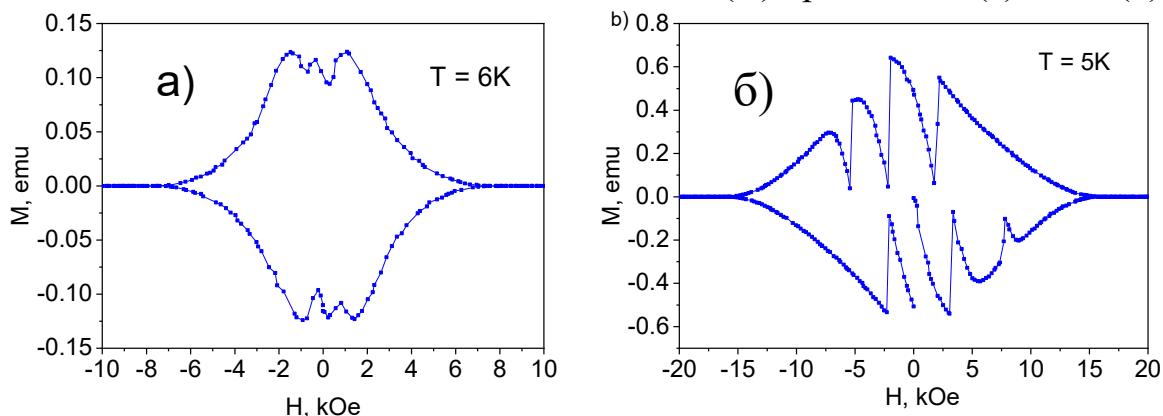


Рис. 2. Зависимости магнитного момента  $M$  нанокompозита свинец – пористое стекло от магнитного поля при  $T = 6$  К (а) и  $5$  К (б) [2].

Как видно, скачки  $M(H)$  в нанокompозите появляются при понижении  $T$  от  $T = 6$  К до  $5$  К (и наблюдаются при более низких температурах, см. [2]).

В тех же условиях ( $T = 5$  К,  $H \leq 30$  кЭ нами была измерена зависимость теплоемкости  $C_{\text{ПС}}(H)$  пустого пористого стекла  $d \sim 7$  нм (без заполнения свинцом). Результаты представлены на рис. 3а, кривая 1:  $C_{\text{ПС}}(H) = \text{Const} \approx 26.7$   $\mu\text{J/K}$ . Аналогичные измерения  $C^*(H)$ , проведенные на заполненном

свинцом пористом стекле Рb-ПС, представлены на том же рис. 3а, зависимость 2. На кривой наблюдается скачкообразное изменение рассчитанного значения теплоемкости  $C^*$ . При рассмотрении исходных зависимостей температуры образца, использованных для определения теплоемкости в магнитном поле, было обнаружено дополнительное выделение тепла в образце (рис. 3б). Соответственно, в уравнении (1) появляется неучтенный алгоритмом расчета теплоемкости член  $P_{\text{sample}}(t)$  – дополнительное выделение тепла в образце:

$$C_{\text{total}} dT/dt = -K_W(T - T_b) + P(t) + P_{\text{sample}}(t) \quad (2)$$

«Скачкообразная» зависимость  $C^*(H)$  для нанокompозита Рb-ПС (рис. 3а, 4б) является результатом аппроксимации экспериментальной кривой  $T(t)$  решениями уравнения (1), в то время как  $T(t)$  подчиняется уравнению (2).

На рис. 3б показана магнитополевая зависимость относительного изменения температуры  $\Delta T/T_b$  нанокompозита Рb-ПС при измерении экспериментальных данных  $C^*(H)$  (рис. 3а). Зависимость 3б не позволяет точно определить величину дополнительного выделения тепла, тем не менее можно утверждать, что в области СП состояния нагрев образца значительно превышает предполагаемое  $\Delta T/T_b = 0,02$ .

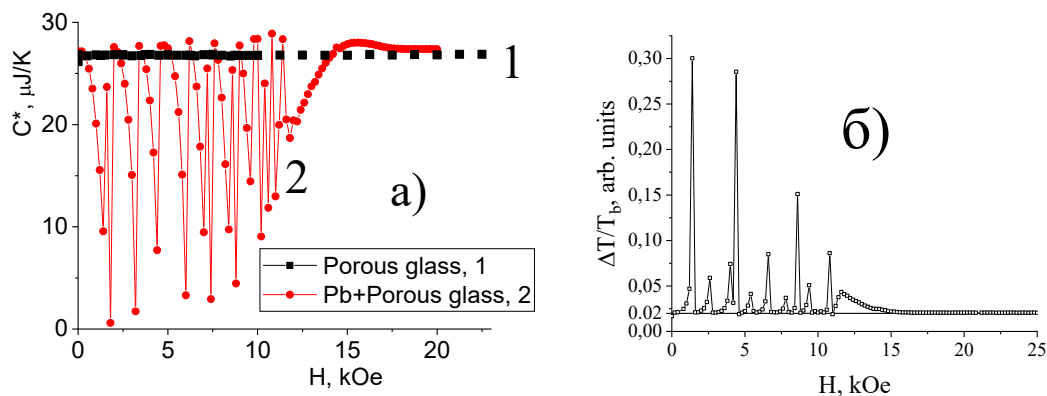


Рис. 3, а): магнитополевая зависимость 1 соответствует измеряемой теплоемкости незаполненного пористого стекла при  $T = 5$  К, 2 – данные для нанокompозита Рb-ПС, полученные в тех же условиях; б) относительное изменение температуры нанокompозита Рb-ПС  $\Delta T/T_b$ , зафиксированное при измерениях (рис. 3а, зависимость 2).

Дополнительный нагрев наблюдается в области СП состояния Рb-ПС  $H < H_{c2}(5 \text{ К}) \approx 15$  кЭ (рис. 3 а, б). При дальнейшем увеличении  $H \geq H_{c2}(5 \text{ К})$  величина  $C^*(H) \approx 27.4 \mu\text{J/K}$  перестает зависеть от магнитного поля (рис. 3а, зависимость 1); при  $H \geq H_{c2}(5 \text{ К})$  дополнительное выделение тепла в образце также не наблюдается. (рис. 3б).

На рис. 4а, б показаны магнитополевые зависимости магнитного момента  $M$  и измеряемой теплоемкости  $C^*$  нанокompозита Рb-ПС при  $T = 6.5$  К и 5 К. При  $T = 6.5$  К скачки  $M(H)$  отсутствуют, аномалии на зависимости  $C^*(H)$  также не наблюдаются (рис. 4а).

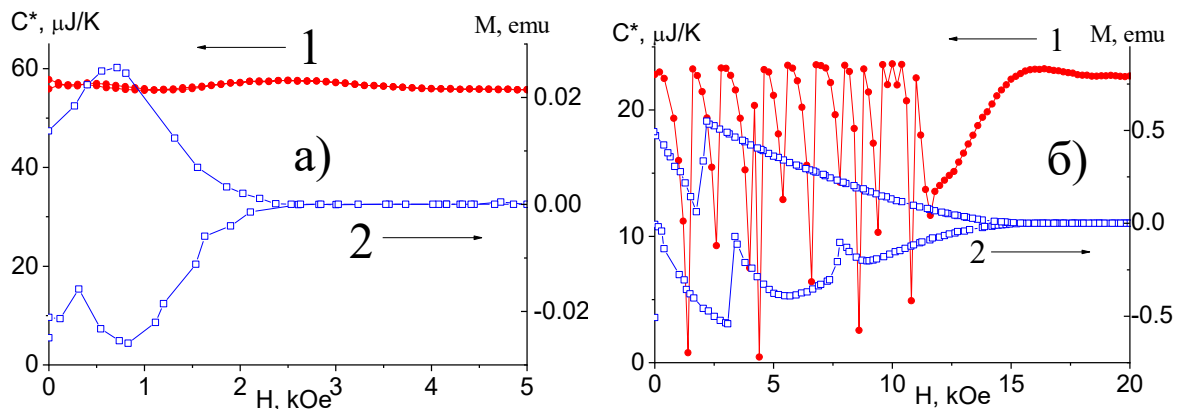


Рис. 4, а): магнитопольевые зависимости измеряемой теплоемкости 1 и магнитного момента 2 нанокompозита Pb-ПC при  $T = 6.5$  K; б)– те же зависимости 1 и 2 на рис. 4а, полученные при температуре до  $T = 5$  K.

При  $T = 5$  K скачки  $M(H)$  и  $C^*(H)$  появляются на соответствующих зависимостях нанокompозита Pb-ПC в одной области магнитных полей, однако на кривой  $C^*(H)$  их заметно больше (рис. 4б). Можно предположить, что в области  $T$  и  $H$ , в которой возможно возникновение термомагнитной неустойчивости и скачков  $M(H)$ , измерительный нагрев при определении теплоемкости также может инициировать скачок  $M$ . При наличии внешнего нагрева скачок может возникать при меньшей разности между внешним магнитным полем и полем, захваченным в структуре, что и приводит к росту числа скачков.

Обнаруженный эффект подтверждает высказанное ранее предположение о выделении энергии в момент проникновения магнитного поля в сверхпроводящую сетку нанокompозита Pb-ПC при достижении критического тока в СП контуре (или системе контуров) нанокompозита, перехода его в нормальное состояние с последующим захватом магнитного потока и восстановлением СП (процесс повторяется вплоть до достижения критического поля  $H_{c2}(T)$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №19-02-00184).

- [1] N.Yu. Mikhailin, Y.M. Galperin, V.I. Kozub, Yu.A. Kumzerov, M.P. Volkov, S.G. Romanov, A.V. Fokin, D.V. Shamshur, ЖЭТФ, 2019, том 155, вып. 4, стр. 1–7.
- [2] Д.В.Шамшур, Н.Ю.Михайлин, Р.В.Парфеньев, В.И.Козуб, Ю.М.Гальперин, Ю.А.Кумзеров, А.В.Фокин, ФТТ, т.60, в.6, 1058 – 1061 (2018).
- [3] S.Wansleben, D.P.Landau, Phys. Rev. B **43**, 6006 (1991).

## Магнитокалорический эффект в сплаве GdZn в циклических магнитных полях

Ш.З.Джабраилов<sup>1</sup>, А.М.Алиев<sup>1</sup>, V.Franco<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х.И.Амирханова, ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

e-mail: dzhabrailov70419@mail.ru

<sup>2</sup>Department of Condensed Matter Physics, University of Sevilla, University of Sevilla, Seville, Spain

e-mail: vfranco@us.es

Одним из эталонных материалов для МКЭ является Gd, а также сплавы на его основе. Одним из таких перспективных магнитокалорических сплавов является двухфазный сплав GdZn.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитокалорического эффекта в  $Gd_{(50+x)}Zn_{(50-x)}$  ( $x = 0, 5, 15$  и  $25$  ат.%) прямым методом в циклических магнитных полях интервале температур 150-350 К и в магнитных полях до 18 кЭ. Прямые измерения адиабатического изменения температуры проводились модуляционным методом.

На рис.1 приведена температурная зависимость МКЭ для образцов GdZn в магнитном поле  $H=18$  кЭ. Из рисунка видно, что наибольшая величина эффекта наблюдается у сплава  $Gd_{75}Zn_{25}$  и составляет  $\Delta T_{ad}=2.51$  К. Для образцов  $Gd_{65}Zn_{35}$ ,  $Gd_{55}Zn_{45}$  и  $Gd_{50}Zn_{50}$  максимумы эффекта составляют  $\Delta T_{ad} = 2.33, 2.43$  и  $1.83$  К. Для сравнения, на рисунке также приведены данные МКЭ для чистого Gd.

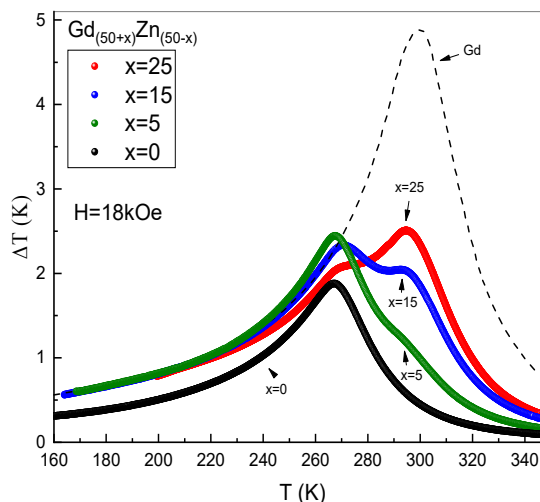


Рис.1. МКЭ в сплаве GdZn

В исследуемых составах наблюдаются две фазы с различным значением критической температуры. По мере увеличения концентрации Zn высокотемпературная фаза уменьшается, и в сплавах  $Gd_{55}Zn_{45}$  и  $Gd_{50}Zn_{50}$  наблюдается только низкотемпературная фаза. Исследования МКЭ в GdZn показали, что данные сплавы являются перспективными для использования в качестве хладагента твердотельных магнитных охлаждающих машин.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России № АААА-А17-117021310366-5.

## Структурные и магнитные свойства сплавов гейслера Co-Ni-Sn

А.А.Саносян, В.В.Соколовский, В.Д.Бучельников  
Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
e-mail: arthursanosyan@mail.ru

В основе многих современных технологий – от запоминающих устройств до ветряных турбин – лежат постоянные магниты. В настоящее время большую долю магнитотвердых материалов составляют соединения на основе редкоземельных элементов, такие как Sm-Co и Nd-Fe-B [1-4]. Редкоземельные металлы обеспечивают сильную спинорбитальную связь, способствующую возникновению высокой магнитокристаллической анизотропии. Однако, стоимость таких материалов очень высока, и поиск альтернативы, не уступающей по свойствам, остается одной из приоритетных задач современного материаловедения. С этой точки зрения перспективными представляются сплавы Гейслера. Интерес представляют сплавы Гейслера, в которых возможен мартенситный переход из высокосимметричной аустенитной фазы в тетрагональную, обладающую меньшей симметрией и, как следствие, способной демонстрировать ненулевую магнитокристаллическую анизотропию.

В данной работе рассматриваются сплавы Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ni}_{1+x}\text{Sn}_{1-x}$  ( $x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ ). Исследования из первых принципов выполнены с использованием программного пакета VASP [5,6]. Расчеты выполнены в приближении GGA-PBE для 16-атомной суперячейки. На рис. 1 представлены пять типов кристаллических структур, использованных в расчётах. Наряду с известными прямой и обратной гейслеровскими структурами рассмотрены недавно предложенные  $T^p$  и  $T^c$  структуры [7], характеризующиеся чередующимися слоями атомов Co и Ni вдоль кристаллографических направлений  $[1,0,0]$  и  $[1,1,0]$ , соответственно. Дополнительно рассмотрена частично разупорядоченная B2-like структура. Энергия магнитокристаллической анизотропии  $MAE$  вычислена по формуле:  $MAE = E_{100} - E_{001}$ , где  $E_{100}$  и  $E_{001}$  – полные энергии сплавов для случаев спиновой ориентации по направлениям  $[001]$  и  $[100]$ , соответственно.

Расчеты тетрагональных искажений выполнены при условии равенства объемов аустенитной и мартенситной фаз:  $V = a_0^3 = a_t^2 \times c$ . Величина кинетической энергии обрезания составляет 700 eV, а кинетической энергии обрезания плоских волн – 500 eV. Выбор точек обратной решетки ( $k$ -точек) осуществлен автоматически при помощи метода Монкхорста–Пака на сетке  $16 \times 16 \times 16$ .

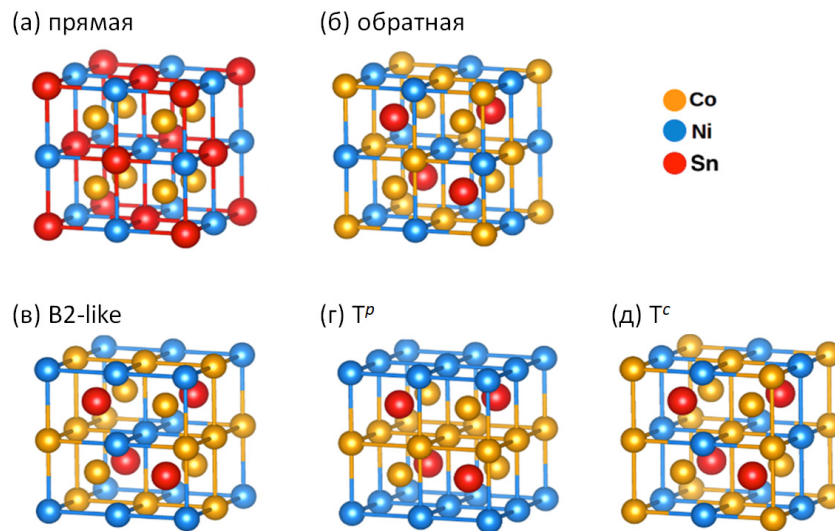


Рис. 1. (а) Прямая, (б) обратная, (в) B2-like, (г)  $T^P$  и (д)  $T^C$  структуры, использованные при моделировании

Результаты вычисления полной энергии сплава в зависимости от степени тетрагональных искажений для сплава  $\text{Co}_2\text{NiSn}$  представлены на рис. 2. Видно, что для всех рассмотренных кристаллических структур энергетически выгодной является мартенситная фаза со степенью тетрагональности  $c/a = 1,35$ . Кривые  $E(c/a)$  всех кристаллических фаз, за исключением прямой гейслеровской структуры, очень близки в минимуме при  $c/a = 1,35$ , тем не менее, энергетически более выгодной является обратная структура. Однако, добавка избыточных атомов Ni стабилизирует  $T^P$  структуру, и она становится выгодной для мартенситных фаз сплавов  $\text{Co}_2\text{Ni}_{1+x}\text{Sn}_{1-x}$  при  $x \geq 0,25$ .

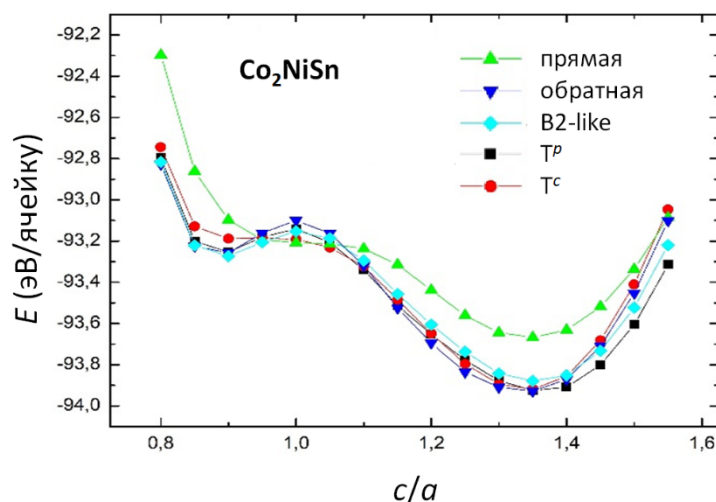


Рис. 2. Зависимость полной энергии сплава  $\text{Co}_2\text{NiSn}$  от степени тетрагональных искажений  $c/a$



В работе также выполнены расчёты магнитокристаллической анизотропии для всех композиций рассматриваемой серии. С помощью *ab initio* методов исследованы возможность структурных фазовых превращений и магнитные свойства сплавов Co-Ni-Sn с избытком Ni. Для всех составов  $\text{Co}_2\text{Ni}_{1+x}\text{Sn}_{1-x}$  ( $x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ ) показано, что они кристаллизуются в тетрагональную фазу, тогда как кубическая фаза неустойчива. Результаты вычислений *MAE*, представленные на рис. 3., позволяют сделать вывод о том, что сплавы Гейслера Co-Ni-Sn могут рассматриваться на роль постоянных магнитов. Ненулевая энергия магнитокристаллической анизотропии предсказана для всех композиций как в прямой, так и в обратной геслеровских структурах. *MAE* обратной кристаллической решетки всегда отрицательна, т.е. магнитному моменту атомов Co и Ni выгодно ориентироваться вдоль плоскости. Напротив, в случае прямой решетки *MAE* демонстрирует знакопеременное поведение в зависимости от концентрации избытка Ni, и становится положительной при  $x \geq 0.5$ . Положительные значения энергии магнитокристаллической анизотропии соответствуют ориентации магнитных моментов вдоль осей тетрагональной симметрии и являются важной характеристикой материала как твердотельного магнита. Таким образом, композиции  $\text{Co}_2\text{Ni}_{1+x}\text{Sn}_{1-x}$  при  $x \geq 0.5$  заслуживают особого внимания и продолжения исследования их магнитных свойств.

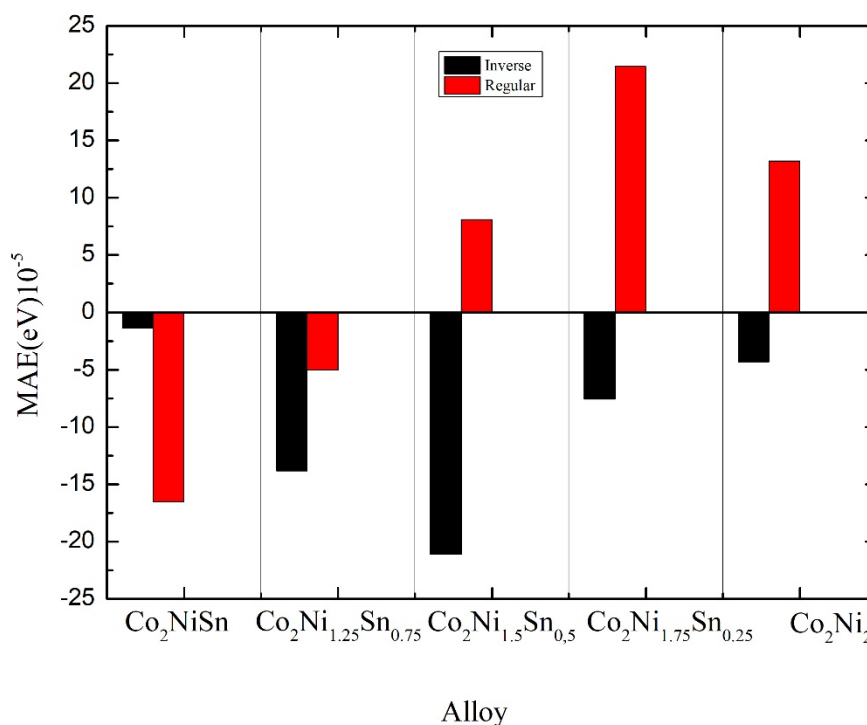


Рис. 3. Магнитокристаллическая анизотропия сплавов  $\text{Co}_2\text{Ni}_{1+x}\text{Sn}_{1-x}$  ( $x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ ).

**Финансирование работы**

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Челябинской области в рамках научного проекта 20-42-740003.

**Список литературы:**

- [1] Sagawa M. et al. Nd–Fe–B permanent magnet materials // Japanese journal of applied physics. – 1987. – V. 26. – №. 6R. – P. 785.
- [2] R.W. McCallum, L.H. Lewis, R. Skomski, M. J. Kramer, I.E. Anderson. Annu. Rev. Mater. Res. 44, 451 (2014).
- [3] J.M.D. Coey. IEEE Trans. Magn. 47, 4671 (2011).
- [4] J.M.D. Coey. Scr. Mater. 67, 524 (2012).
- [5] Kresse G., Hafner J. 14251; G. Kresse, J. Furthmüller // Phys. Rev. B. – 1996. – V. 54. – P. 11169.
- [6] Kresse G., Joubert D. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Physical Review B. – 1999. – V. 59. – №. 3. – P. 1758.
- [7] Neibecker P. et al. Ordering tendencies and electronic properties in quaternary Heusler derivatives // Physical Review B. – 2017. – V. 96. – №. 16. – P. 165131.

## Влияние гидрирования на магнитокристаллическую анизотропию соединений $Tb(Fe,Co)_{11}Ti$

Н.Ю. Панкратов, А.А. Макуренкова, И.С. Терешина  
*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*  
*e-mail: pankratov@phys.msu.ru*

В последние годы уделяется большое внимание исследованию магнитных свойства редкоземельных (РЗ) интерметаллических соединений с высоким содержанием железа. Магнитотвердые материалы интенсивно развивались в течение всего 20 столетия, и максимальная энергия магнитотвердых материалов возрастала в среднем в 2.5 раз каждые 20 лет. Соединения  $RFe_{11}Ti$ , имеющие кристаллическую структуру типа  $ThMn_{12}$ , благодаря особенностям кристаллической и магнитной структуры являются удобными модельными объектами для исследования фундаментальных проблем физики магнитных явлений. В тоже время такие являются перспективным для создания высокоэнергетичных функциональных материалов.

Соединения  $RFe_{11}Ti$  можно рассматривать как двухподрешеточные магнетики (РЗ и 3d-подрешетка). Для легких редких земель имеет место ферромагнитное упорядочение магнитных моментов обеих подрешеток, а в случае тяжелых редких земель – ферримагнитное. При низких температурах вклад в магнитную анизотропию (МКА) от подрешетки редкой земли является доминирующим, в то время как при высоких температурах – преобладает вклад от подрешетки железа. Замещение железа на кобальт приводит к увеличению температуры Кюри и изменению МКА 3d-подрешетки, что позволяет получить магнитотвердые материалы с высокой коэрцитивной силой. В настоящее время существует несколько основных научных задач в области физики магнитных явления и магнитного материаловедения. К числу основных научных задач в области физики магнитных явлений можно отнести повышение временной и температурной стабильности современных магнитов работающих в условиях агрессивных сред (например, водородсодержащих). Для этого важно изучить влияние внедренных атомов водорода на МКА интерметаллидов как с железом, так и с кобальтом.

В соединении  $TbFe_{11}Ti$  ось легкого намагничивания ориентирована вдоль кристаллографического направления  $[100]$  при температуре 4,2 К. С возрастанием температуры происходит переход первого рода (СПП) при температуре 325 К, при котором ось легкого намагничивания переориентируется вдоль направления  $[001]$ . Частичное замещение атомов железа кобальтом в  $TbFe_{11}Ti$  приводит к уменьшению температуры СПП и возрастанию температур Кюри. Введение атомов водорода в кристаллическую решетку соединения  $TbFe_{11}Ti$  увеличивает область

плоскостной анизотропии вплоть до температуры Кюри. Целью данной работы является исследование намагниченности и МКА гидридов  $TbFe_{11-x}Co_xTiH$  с концентрацией кобальта  $x \leq 5$ .

Гидриды интерметаллических соединений были синтезированы в камере реактора высокого давления. Предварительно образцы были активированы в течение 4 часов при температуре 670 К в вакууме. При этой температуре особо чистый водород подавался в камеру с давлением 1.2 МПа. Для лучшей гомогенизации образцы медленно (примерно 4 К в час) охлаждались до комнатной температуры. Содержание водорода в полученных образцах было определено по изменению давления водорода.

В работе были исследованы экспериментальные полевые и температурные зависимости намагниченности монокристаллов  $TbFe_{11-x}Co_xTiH$  ( $x = 3; 4; 5$ ) в магнитных полях до 70 кЭ в области температур 5-300 К вдоль различных кристаллографических направлений. В рамках модели одноосной анизотропии из экспериментальных данных были рассчитаны величины констант магнитной анизотропии  $K_1$  и  $K_2$ . Сравнение наших результатов с константами МКА исходных соединений  $Tb(Fe,Co)_{11}Ti$  [1] показывает, что внедрение водорода в кристаллическую решетку изменяет знаки как константы  $K_1$ , так и  $K_2$ . Таким образом, показано схожее влияние гидрирования на магнитные свойства как в базовом соединении  $TbFe_{11}Ti$ , так и в замещенных соединениях  $Tb(Fe,Co)_{11}Ti$ . В тоже время гидрирование приводит к возрастанию магнитного момента в гидридах  $Tb(Fe,Co)_{11}TiH$ .

Основным вкладом в МКА РЗ интерметаллидов является одноосный механизм, следовательно, константы МКА зависят от величины кристаллического поля в позиции РЗ иона. Соединения  $Tb(Fe,Co)_{11}TiH$  обладают тетрагональной кристаллической решеткой типа  $ThMn_{12}$  с пространственной группой  $I4/mmm$ . Редкоземельный атом занимает одну высокосимметричную позицию (2a), а атомы железа и титан три неэквивалентных позиции (8i; 8j; 8f). Внедрение атомов водорода в позиции 2b, соседние с РЗ атомами, сильно изменяет кристаллическое поле. Расположение внедренных ионов водорода вдоль направлений перпендикулярных тетрагональной оси приводит к увеличению температурного диапазона, в котором легкоплоскостная анизотропия редкоземельной подрешетки превосходит анизотропию 3d-подрешетки. Трансформация МКА в гидридах объясняется изменением параметров кристаллического поля при внедрении атомов водорода в октаэдрические пустоты кристаллической решетки РЗ соединений [2].

[1] T.I. Ivanova, Yu.G. Pastushenkov, K.P. Skokov, I.V. Telegina, I.A. Tskhadadze, *J.Alloys Comp.* 280, 20-25 (1998).

[2] С.А.Никитин, И.С.Терешина, Ю.В.Скурский, Н.Ю.Панкратов, К.П.Скоков, В.В.Зубенко, И.В.Телегина. *ФТТ*, **43(2)**, 279 (2001).

## Сверхтонкие взаимодействия в прокатах Fe-Ni- Co-Ag- -B-Zn для постоянных магнитов

М.М.Гусейнов<sup>1</sup>, С.В. Таскаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия*

<sup>2</sup> *Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия*  
*e-mail: gusmagm@yandex.ru*

В связи с резким ростом потребностей техники в сильных постоянных магнитах, идёт поиск нового состава материала для постоянных магнитов с более высокими показателями магнитной индукции, коэрцитивной силы и температурной устойчивости, чем неодимовые магниты. Цель исследования – поиск лучшего состава соединений железа для создания сильных постоянных магнитов и изучение природы взаимосвязи сверхтонких магнитных полей с магнитными свойствами его соединений. В работе исследованы сложные соединения железа с кобальтом, никелем, цинком, серебром и бором на предмет влияния состава проката на параметры ядерных энергетических спектров – сверхтонких эффективных магнитных полей на ядрах, изомерных сдвигов и квадрупольных расщеплений ядерных уровней и ширины отдельных компонентов спектра. Последнее важно для объяснения наблюдаемых в экспериментах расхождений в определении  $T_c$  образцов магнитными и мёссбауэровскими методами. Образцы для исследования представляли собой тонкую фольгу (толщина в пределах 0.05-0.1 мм., полученную методом продольной холодной прокатки. Регистрация спектров проводилась на спектрометре МС-1104Ем в геометрии пропускания в диапазоне доплеровских скоростей  $\pm 10$  мм/с при  $T=300$  К. Математическую обработку спектров проводили с помощью программы UnivemMS.

Существует четыре класса современных коммерческих магнитов, а внутри каждого класса различают семейства со своими магнитными свойствами: неодим–железо–бор (Nd-Fe-B,); самарий–кобальт (SmCo); альнико (Alnico); керамические (ферриты). Наиболее мощными по притягивающей силе и магнитной индукции (12800 Гс) пока остаются неодимовые магниты, их трудно размагнитить, но их недостаток – низкие температуры (583 К) размагничивания. Срок службы неодимовых магнитов зависит от температуры и влажности. Сам неодим слабо антиферромагнитен и в чистом виде его магнетизм появляется только при экстремально низких температурах – ниже 19 К. Однако в соединениях неодима с переходными металлами, такими как железо, имеет достаточно высокую температуру Кюри. Главной причиной силы магнитной индукции неодимовых магнитов считается тетрагональная кристаллическая структура, которая может быть описана как чередующиеся слои атомов железа и соединения неодима-бора, обладает исключительно высокой одноосной магнитно-кристаллической

анизотропией и предпочтительно намагничивается вдоль определенной кристаллической оси. Кроме того, высокая намагниченность насыщения  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  обусловлена наличием двух магнитных подрешеток, благодаря особому взаимодействию которых суммарные магнитные моменты подрешетки неодима и подрешетки железа складываются. Кристаллическая структура  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Известно, что физико-химические свойства вещества зависят от структуры кристалла и конфигурации электронных оболочек атомов. Они могут быть разными в зависимости от природы химической связи с ближайшими соседями. Так как основным компонентом в составе почти всех материалов для магнитов является железо, важно знать в каком именно составе ионы железа проявляют свои возможные магнитные свойства. Атом железа в свободном виде имеет конфигурацию валентной зоны  $3d^6 4s^2$ . Но в самородном виде железо встречается редко, а как правило, оно бывает в виде различных соединений – оксидов, сульфидов, карбонатов, в которых может иметь валентность от  $\text{Fe}^{+2}$  до  $\text{Fe}^{+6}$ , хотя наиболее характерные валентности для железа +2 и +3. А для ответа на вопрос – почему именно неодимовые магниты обладают высокими показателями магнитной индукции, необходимо разобраться в структуре электронной конфигурации соединения  $\text{NdFeB}$  целом. В основном состоянии атом железа имеет электронную конфигурацию  $3d^6 4s^2 4p^0$  с четырьмя некомпенсированными спинами электронов на d-оболочке, а в возбужденном (высоко-спиновом) состоянии – конфигурацию  $3d^6 4s^0 4p^2$  с шестью параллельными спинами электронов на d – и p-оболочках. Неодим – элемент 3-й группы шестого периода, относится к группе лантаноидов. Электронная конфигурация Nd в нормальном состоянии –  $5p^6 6s^2 4f^4$  с 4 некомпенсированными спинами на d-оболочке. Атом неодима не может находиться в более высоко-спиновом состоянии кроме как подключив для связи с соседями 4 электрона из 4f-оболочки ( $4f^4 5s^2 5p^6 6s^2$ ) и увеличив до 8 число некомпенсированных спинов. Электронная конфигурация атома бора в основном состоянии  $1s^2 2s^2 2p^1$ . В возбужденном состоянии один электрон из s-орбитали может перейти на вакантную p-орбиталь и образовать конфигурацию из трёх некомпенсированных спинов. В литературе встречаются утверждения, что бор существенно не влияет на магнитные свойства  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  из-за его акцессорного содержания в нём, что маловероятно. Если это так, то не понятно, зачем бор добавляют в соединение. Известно, что примесь иногда кардинально может изменить свойство вещества. Ясно также, что все составляющие магнита  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  не входят в его состав в свободном виде, а их энергетическая структура претерпевает изменения в зависимости от образуемых ими химических связей и их типов. Тем не менее, можно предположить, что именно в  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  реализуется благоприятная для создания высокой магнитной индукции электронная конфигурация, при которой сохраняется максимум некомпенсированных спинов магнита в целом.

В исследованных нами соединениях ( $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{45}\text{Zn}_5$ ,  $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$ ,  $\text{Fe}_7\text{Zn}$ ,  $\text{Fe}_7\text{Ag}$ ,  $\text{Fe}_{95}\text{Zn}_5$ ,  $\text{Fe}_{50}\text{Zn}_{50}$ ,  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ , ) ионы железа имеют в ближайшем соседстве как элементы переходной VIII группы четвёртого периода как и само железо – (Co) с электронной конфигурацией валентной оболочки  $3d^74s^2$ , (Ni) с конфигурацией  $3d^84s^2$ , так и элементы I группы пятого периода – (Ag) с конфигурацией  $4d^95s^2$ , II группы четвёртого периода – (Zn) с конфигурацией  $3d^{10}4s^2$  и III группы второго периода – (B) с конфигурацией  $2s^22p^1$ . Можно ожидать, что значения магнитных полей на ядрах Fe в составах  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{45}\text{Zn}_5$ ,  $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$ ,  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ , где содержатся ферромагнитные Co и Ni будут значительно больше, чем в  $\text{Fe}_7\text{Zn}$ ,  $\text{Fe}_7\text{Ag}$ ,  $\text{Fe}_{95}\text{Zn}_5$ ,  $\text{Fe}_{50}\text{Zn}_{50}$  с диамагнитными Ag и Zn. Кроме того, поля на ядрах Fe в соединении  $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$ , подобном  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  по составу (но с Ni вместо Nd), поля на ядрах Fe должны быть значительно выше, чем в остальных составах. На рис.1. приведены спектры ядер  $^{57}\text{Fe}$  в исследованных образцах, которые состоят из зеемановских секстетов и квадрупольных дублетов, указывающих, в частности, на присутствие в области ядер железа достаточно сильных магнитных полей. В то же время все образцы проката притягиваются к постоянному магниту. Можно предположить, что существует определённая связь между сверхтонкими полями на ядрах и магнитными моментами электронов собственных атомов, которые и формируют магнитные свойства вещества.

Заметим, что, если Ni и Co являются ферромагнетиками и могут усилить намагниченность соединений железа с ними, то Zn, Ag и B (бор) являются диамагнетиками, которые могут не влиять или ослабить магнетизм соединений железа с ними. В определённой степени это подтверждает и эксперимент. На рис.2. приведена зависимость сверхтонких эффективных магнитных полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в исследованных образцах. Как видно из рисунка, поля на ядрах железа, разбавленных диамагнетиками Ag и Zn действительно имеют низкие значения по сравнению с полями в соединениях железа с 3d-металлами – кобальтом и никелем. В то же время наибольшее значение поля имеется у соединения  $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$ , где ферромагнитный Ni и диамагнитный бор способствуют росту поля на ядре Fe. В соединении  $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$  подобным  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{45}\text{Zn}_5$  по процентному соотношению компонент, но с диамагнитным бором вместо цинка, поля на ядрах железа больше на десятки кЭ. Т.е. бор и цинк в этих соединениях по-разному влияют на электронную структуру Fe, что и отражается на его энергетических уровнях. Как и ожидалось, поля на ядрах Fe в  $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$  существенно выше, чем в других соединениях. На вопрос о взаимосвязи магнитных полей на ядрах Fe и намагниченности соединения с Fe можно ответить утвердительно, так как все исследованные образцы прокатов парамагнетиками и в каждом из них на ядрах Fe имеются сильные сверхтонкие магнитные поля.

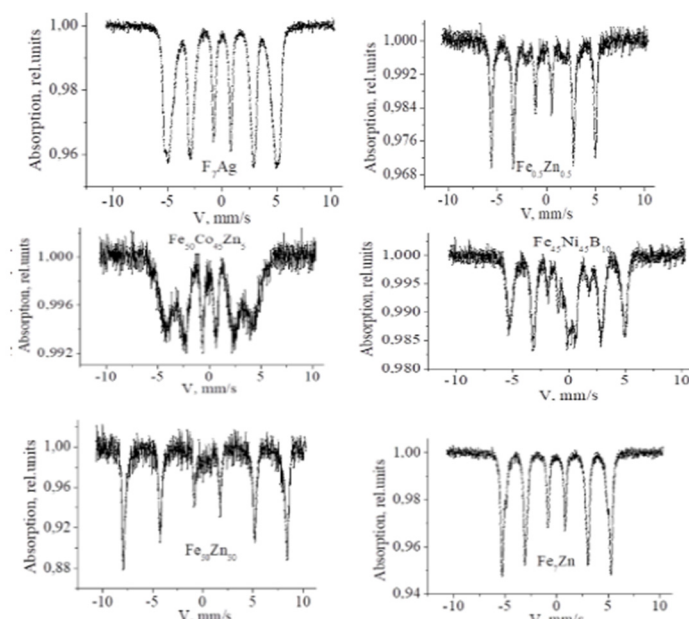


Fig.1. Mossbauer spectra of  $^{57}\text{Fe}$  nuclei in the studied rolling at  $T=300$  K.

В работе проведён сравнительный анализ электронных конфигураций неодимового магнита и соединения  $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$  с целью подбора более лучшего соединения для создания более сильного чем  $\text{NdFeB}$ , магнита. Можно надеяться, что магнит из компонентов Fe, Ni, B в разных пропорциях созданный по технологии производства неодимового магнита, по магнитной индукции и термоустойчивости будет близок и даже превосходить неодимовый магнит.

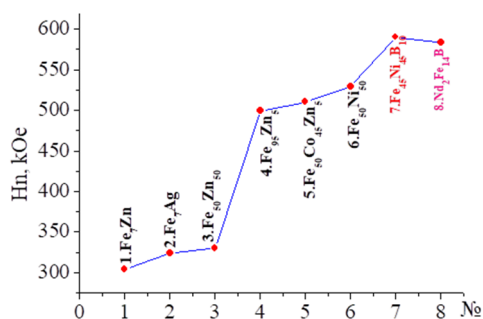


Fig.2. Dependence of hyperfines magnetic fields at  $^{57}\text{Fe}$  nucleus in iron compounds rentals and neodymium magnet

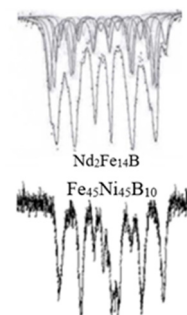


Fig.3. Сравнение спектров  $^{57}\text{Fe}$  в образцах с близкими значениями сверхтонких полей

Таблица 1. Параметры мёссауэровских спектров ядер  $^{57}\text{Fe}$  в исследованных образцах.

№	Parameters	Is, mm/s	Qs, mm/s	Hn, kOe	G, mm/s	S, %
	Sample					
	$\text{Fe}_7\text{Zn}$	0.2192	5.7842	<b>304.48</b>	0.3480	7.46
	$\text{Fe}_7\text{Ag}$	-0.0028	1.5231	<b>324.23</b>	0.1794	1.87
	$\text{Fe}_{50}\text{Zn}_{50}$	-0.1278	0.7501	<b>330.43</b>	0.2870	5.72
	$\text{Fe}_{95}\text{Zn}_5$	-0.0738	1.5179	<b>499.33</b>	0.2009	0.49
	$\text{Fe}_{50}\text{Co}_{45}\text{Zn}_5$	0.1559	3.7580	<b>510.60</b>	0.5899	7.98
	$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$	-0.2166	5.0564	<b>529.04</b>	0.7759	8.51
	$\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{45}\text{B}_{10}$	1.0182	1.0922	<b>590.32</b>	0.7760	11.58
	$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	0.3163	0.6132	<b>563.21</b>	0.776	16.40



## Модуляционный метод измерения намагниченности

Д.М. Юсупов<sup>1,2\*</sup>, А.А. Амиров<sup>1,2</sup>, А.М. Алиев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

\*e-mail: dibir.usupov@mail.ru

Магнитокалорические материалы по-прежнему остаются в фокусе внимания как рабочие материалы для перспективной технологии магнитного охлаждения. В настоящее время известны десятки различных материалов с гигантскими значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ). Недавние исследования в циклических магнитных полях показывают, что не все из них являются перспективными с точки зрения стабильности магнитокалорических свойств, а также зависимости этих свойств от частоты магнитного поля. Большинство исследованных в циклических магнитных полях материалы показывают сильную зависимость от частоты магнитного поля, но установить природу этого явления только по данным адиабатического изменения температуры сложно. Поэтому важной задачей является исследование связанных с МКЭ параметров, таких как намагниченность и магнитострикция (последняя в случае фазовых переходов первого рода) в циклических магнитных полях.

В настоящей работе предложен метод исследования намагниченности в циклических магнитных полях высокой амплитуды, основанный на модуляционных методах исследования магнитных свойств. Калибровка магнитного момента образца, анализ и интерпретация полученных результатов были выполнены с использованием классического метода измерения намагниченности- вибративной магнитометрией.

Теория предлагаемого метода основана на известном законе электромагнитной индукции, который заключается в измерении изменения ЭДС в катушке, которая охватывает образец, находящийся в переменном магнитном поле.

В катушке, помещенном в переменное магнитное поле, наводится ЭДС. При помещении магнитного материала в центр катушки, наводимый ЭДС изменится, из-за магнитного поля, создаваемого образцом. Разница в ЭДС в катушке в переменном магнитном поле с образцом образца и без образца будет пропорциональна намагниченности образца. Чтобы свести к минимуму ЭДС, наводимый в катушке без образца, применяется система из двух противоположнонамотанных катушек.

Для тестирования и калибровки был выбран эталонный магнитокалорический материал гадолиний Gd. Был также исследован сплав Гейслера  $\text{Ni}_{43}\text{Mn}_{46}\text{In}_{11}$  с известными магнитными свойствами. Эксперимент проводился в области температур 150-350 К, при постоянном

(вибрационная магнитометрия) и переменном (модуляционный метод) магнитных полях частотой 0.3Гц.

Проведенные измерения температурных зависимостей намагниченности для Gd и сплава  $\text{Ni}_{43}\text{Mn}_{46}\text{In}_{11}$  показали наличие магнитного перехода (Gd), и магнитоструктурного перехода ( $\text{Ni}_{43}\text{Mn}_{46}\text{In}_{11}$ ) в области температур 270-330 К и согласуются с результатами, проведенными методом вибрационной магнитометрии. В области магнитоструктурного перехода имеются небольшие различия в поведении намагниченности.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России № АААА-А17-117021310366-5.

## Прямое наблюдение структуры магнитного потока в монокристаллах $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ с магнитными и сверхпроводящим переходами

М.С.Сидельников<sup>1,2</sup>, И.С.Вещунов<sup>3</sup>, В.С.Столяров<sup>4</sup>, А.В.Пальниченко<sup>1</sup>,  
Л.Я.Винников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия*  
*e-mail: m.sidelnikov@issp.ac.ru, vinnik@issp.ac.ru*

<sup>2</sup> *Российский квантовый центр, Москва, Россия*

<sup>3</sup> *The University of Tokyo, Токио, Япония*

<sup>4</sup> *Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*

Монокристаллы  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$ , легированные фосфором, имеют широкий спектр фазовых состояний: антиферромагнетики (температура Нееля  $T_N \sim 18$  К) при малых концентрациях фосфора, ферромагнетики (температура Кюри  $T_C \sim 19$  К) при больших содержаниях фосфора, а также области сосуществования сверхпроводимости (критическая температура  $T_{SC} \sim 25$  К) и ферромагнетизма при промежуточных концентрациях [1].

В настоящей работе неоднородность магнитного потока проявляется методом декорирования ферромагнитными наночастицами при низкой температуре  $T_d$  [2] и впоследствии наблюдается в растровом электронном микроскопе. Исследование проводилось на монокристаллах  $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  в интервале концентраций  $x$  от 0,13 до 0,28.

На Рис. 1а представлена сложная доменная структура монокристалла  $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0,87}\text{P}_{0,13})_2$  в антиферромагнитном состоянии при малом содержании фосфора, которая проявляется магнитными наночастицами [3]. Наблюдаются границы доменов частично двойникового типа. Подобная доменная структура исследовалась ранее на кристаллах  $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ , где границы доменов совпадали с границами двойниковых зёрен [3].

На Рис. 1б показана структура магнитного потока монокристалла с большим содержанием фосфора в ферромагнитном состоянии, которая представляет собой типичную картину ветвления доменов [4].

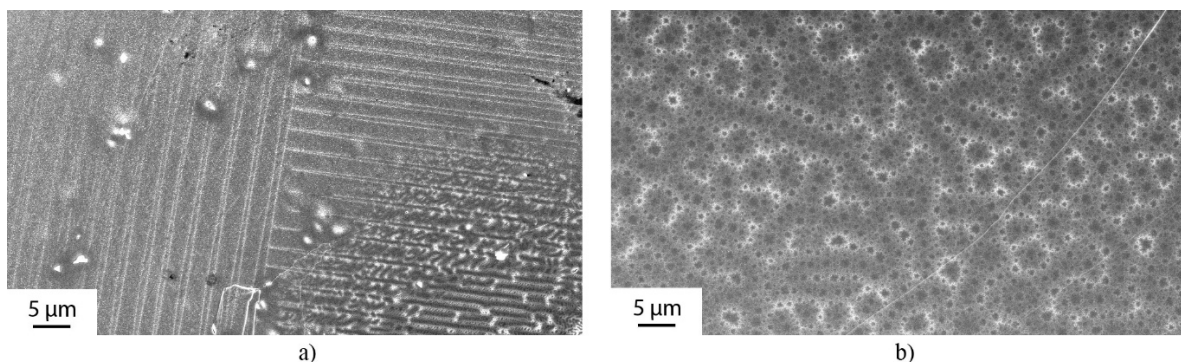


Рис. 1. Структура магнитного потока в монокристалле  $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ . а)  $x = 0,13$ , температура декорирования  $T_d = 8,0$  К. б)  $x = 0,28$ ,  $T_d = 8,0$  К.

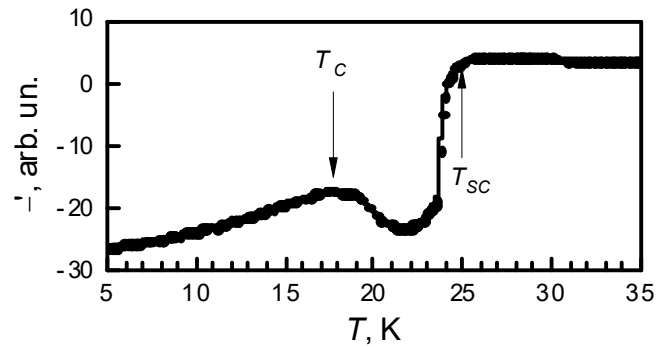


Рис. 2. Температурная зависимость действительной части динамической магнитной восприимчивости монокристалла  $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0,73}\text{P}_{0,27})_2$ . Отмечены температура Кюри  $T_C$  и критическая температура  $T_{SC}$ .

Промежуточная область с оптимальным допированием  $x \sim 0,2$ , где наблюдается сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма (мейснеровская фаза в узком интервале температур вблизи  $T_C$  и вихри Абрикосова внутри ферромагнитных доменов при низких температурах) подробно изучена в работах [5 – 7]. В данной работе на монокристаллах, выращенных в других условиях, при  $x = 0,27$  наблюдалась температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости (амплитуда переменного магнитного поля 3 мЭ, частота 1,5 кГц), соответствующая оптимальному допированию:  $T_{SC} = 25$  К,  $T_C = 18$  К (Рис. 2), однако методом декорирования мейснеровская фаза не была обнаружена. Возможно, это связано с условиями зарождения и аннигиляции вихрей при фазовом превращении.

Таким образом, в данной работе исследованы особенности структуры магнитного потока в монокристаллах  $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  в различных фазовых состояниях: границы двойникового типа в антиферромагнетике и разветвлённая доменная структура, характерная для одноосных ферромагнетиков.

- [1] S.Zapf, M.Dressel, Reports on Progress in Physics **80**, 016501 (2017).
- [2] Л.Я.Винников, И.С.Вещунов, М.С.Сидельников, В.С.Столяров, Приборы и техника эксперимента **4**, 141 (2019).
- [3] Л.Я.Винников, Д.Андерегг, С.Л.Будько, П.С.Кэнфилд, В.Г.Коган, Письма в ЖЭТФ **77**, 600 (2003).
- [4] A.Hubert, R.Schafer, Magnetic Domains, Springer, Berlin (2009).
- [5] V.S.Stolyarov, I.S.Veshchunov, S.Yu.Grebenchuk et al., Science Advances **4**, eaat1061 (2018).
- [6] И.С.Вещунов, Л.Я.Винников, В.С.Столяров, Н.Джоу и др., Письма в ЖЭТФ **105**, 87 (2017).
- [7] Л.Я.Винников, И.С.Вещунов, М.С.Сидельников, В.С.Столяров и др., Письма в ЖЭТФ **109**, 534 (2019).

## Необратимые индуцированные магнитным полем магнитоструктурные переходы в системе $Mn_{1-x}Co_xNiGe$

В.И.Вальков<sup>1</sup>, А.В.Головчан<sup>1</sup>, В.И. Коледов<sup>2</sup>, В.Г. Шавров<sup>2</sup>,  
А.В. Маширов<sup>2</sup>, Б.М. Тодрис<sup>1</sup>, В.И. Митюк<sup>3</sup>, Г.С. Римский<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, ДНР  
e-mail: valkov09@gmail.com

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, 11  
корп. 7 Москва, Россия, 125009

<sup>3</sup>ГО "НПЦ НАН Беларуси по материаловедению" П. Бровки, 19, Минск,  
Беларусь 220102

Экспериментальные исследования твердых растворов системы  $Mn_{1-x}Co_xNiGe$  в диапазоне концентраций  $Co$  ( $0.05 \leq x \leq 0.8$ ) температур ( $5 < T < 350K$ ) и индукции внешнего магнитного поля  $B$  до 13.5 Т обнаружили ряд нетривиальных магнитных и магнитокалорических особенностей. Рентгеновские данные, аномальное расщепление обратной парамагнитной восприимчивости  $\chi(T)^{-1}$  [1], а также смещение температуры скачкообразного перехода в парамагнитное состояние, сопровождаемое значительным температурным гистерезисом, характерные для образцов  $0.05 \leq x \leq 0.1$  являются признаками магнитоструктурного фазового разупорядочения в них. Как и в родственных германидах  $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$  это разупорядочение является магнитоструктурным переходом первого рода  $PM(hex) \leftrightarrow HM(orth)$ . «Высокотемпературная» гексагональная ( $hex$ ) фаза обладает структурой типа  $Ni_2In$  (группа симметрии  $R\bar{3}m$ ) и является парамагнитной ( $PM$ ). «Низкотемпературная» ромбическая ( $orth$ ) фаза обладает структурой типа  $TiNiSi$  (группа симметрии  $R_{nma}$ ) и в ней реализуется антиферромагнитный порядок, проявляющийся как мягкая мода гелимагнитной структуры ( $HM$ ) с волновым вектором  $\mathbf{q} = (0, 0, q_a)$  [2]. В окрестности магнитоструктурных переходов  $282K \geq T \geq 222K$  наблюдается магнитокалорический эффект, достигающий в полях 10 Т значений 35-30 J/K·kg соответственно для образцов  $0.05 \leq x \leq 0.1$ . Совершенно иная ситуация наблюдается для образцов с  $0.15 \leq x \leq 0.8$ . Здесь магнитное разупорядочение реализуется как изоструктурные переходы 2-го рода из парамагнитного ( $PM$ ) в ферромагнитное ( $FM$ ) состояние  $PM(hex) \leftrightarrow FM(hex)$ . При этом существенной особенностью для всего диапазона концентраций  $Co$  являются процессы намагничивания образцов в области криогенных температур Рис.1. Среди зависимостей  $\sigma(B)$  выделяются кривые соответствующие образцам с  $0.15 \leq x \leq 0.8$  в которых выход на насыщение в окрестности поля 1Т при первичном намагничивании прерывается резким подъемом (рис.1a,b) и необратимым переходом к новому  $FM$  состоянию намагниченность насыщения  $\sigma_2$ , которого сохраняется при обратном снижении поля. Этот переход может характеризоваться как

индуцированный магнитным полем переход 1-го рода порядок-порядок с характерным для них 1-м критическим полем  $B_{k1}$ , которое отчетливо просматривается на полевой зависимости  $\sigma'(B)$  (рис.1a). Отсутствие 2-го критического поля  $B_{k2} < B_{k1}$  означает необратимость появления состояния с большей намагниченностью ( $\sigma_2$ ).

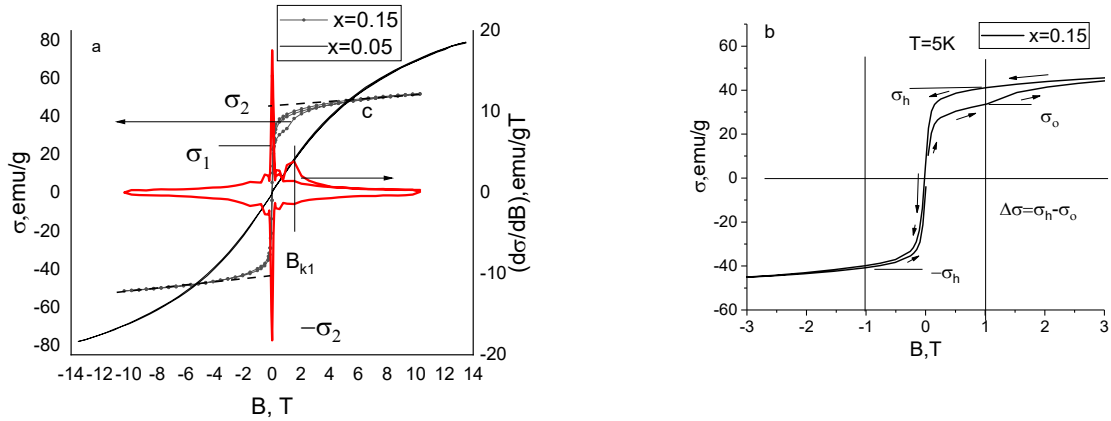


Рис. 1. Полевые зависимости магнитных характеристик образцов системы  $Mn_{1-x}Co_xNiGe$ . а-совмещенные зависимости намагниченности  $\sigma(B)$  и  $\sigma'(B) = d\sigma(B)/dB$ , б-необратимые индуцированные магнитным полем магнитные фазовые переходы порядок-порядок в  $Mn_{0.85x}Co_{0.15}NiGe$  с изменением намагниченности насыщения;  $B_{k1}$  - индукция 1-го критического поля необратимого индуцированного перехода порядок-порядок.

Поэтому при снижении поля это состояние сохраняется даже при изменении знака поля и последующими многократными перемагничиваниями. В настоящем сообщении приведены результаты теоретического анализа механизмов реализации спонтанных и необратимо-индуцированных магнитным полем  $\mathbf{H}_0 = \mathbf{B} = [0, 0, B]$  магнитоструктурных переходов при использовании модели типа «смещения» для структурной [1] и модели Гейзенберга  $\hat{H}(s) = - \sum_{nk, n'k'} J_{nn'}^{kk'} \mathbf{s}_n^k \mathbf{s}_{n'}^{k'} - 2\mu_0 \mathbf{H}_0 \sum_{ni} \mathbf{s}_n^k - \sum_{ni} \mathbf{O}_n^k \mathbf{s}_n^k$  для магнитной подсистем. При этом для описания спиновой подсистемы, допускающей гелимагнитное упорядочение и изменение магнитного момента насыщения при постоянном значении спина  $s$  вводится внутреннее локальное периодическое поле  $\mathbf{O}_n^k = |\mathbf{O}_n^k| \mathbf{w}_n^k \equiv O(x) \mathbf{w}_n^k$  ортогональное  $\mathbf{O}_n^k \mathbf{h}_n^k = (\mathbf{w}_n^k \mathbf{u}_n^k) O h = 0$  локальному обменному полю  $\mathbf{h}_n^k = |\mathbf{h}_n^k| \mathbf{u}_n^k \equiv h \mathbf{u}_n^k$ , характерному для спиновых систем с геликоидальной структурой в приближении среднего поля (ПСП) [3]. В ПСП для спинового гамильтониана и приближении смещенного гармонического осциллятора для гамильтониана с взаимодействующими мягкими модами для структурной подсистемы [1] выражение ТП магнитоупругой системы, испытывающей магнитоструктурные переходы  $hex(Q_0 = 0, y = y_{orth}) \leftrightarrow orth(Q_0 \neq 0, y = y_{hex})$  с изменением структурного  $Q_0$  и

спинового  $y$  параметров порядка представляется суммой  $\Omega = \Omega_s(y) + \Omega(Q_0, e_1)$ . Связь между спиновой и структурной подсистемами описывается учетом зависимости обменных полей  $h \equiv h(Q_0, y, B, T)$  от структурного параметра порядка  $Q_0$ . Температурные и полевые зависимости равновесных параметров порядка  $Q(T, B)_0, y(T, B)$  и намагниченности  $M(T, B) = M_0(x) y(T, B) \cos \vartheta(T, B)$  определялись из уравнений:

$$-y^2 (\partial \Omega_s / \partial Q_0) + (\partial \Omega(Q_0, e_1) / \partial Q_0) = 0 \quad (1a)$$

$$y - B_s(X) \frac{h}{\sqrt{(h)^2 + s^2 O^2}} = 0 \quad (1b)$$

$$h = \left\{ 2 \left[ J(q_a) (\sin \vartheta)^2 + J(0) (\cos \vartheta)^2 \right] y s + 2 \mu_0 B \cos \vartheta \right\}, \quad B_s(X) \text{-функция Бриллюэна} \\ X \equiv X(Q_0, y, B, T) = \left[ \sqrt{h^2 + s^2 O^2} \right] / K_B T \quad (2)$$

$$J(q_a) \approx J_0(Q_0, e_1) + J_1(Q_0, e_1) \cos(\Psi) + J_2(Q_0, e_1) \cos(2\Psi) \quad (3a)$$

$$J(0) \approx J_0(Q_0, e_1) + J_1(Q_0, e_1) + J_2(Q_0, e_1) \quad (3b)$$

$\Psi = q_a c_{hex} / 2$ ,  $2\Psi = q_a c_{hex}$  - параметры геликоидальной структуры, описываемой волновым вектором  $q_a$ ;  $J_0(Q_0, e_1)$  - межатомные обменные интегралы (МОИ) между атомами Mn внутри слоев, перпендикулярных направлению волнового вектора  $\mathbf{q}$ ;  $J_1(Q_0, e_1)$  и  $J_2(Q_0, e_1)$  - МОИ между атомами Mn, которые находятся на расстояниях  $c_{hex}/2$  и  $c_{hex}$  ( $c_{hex}$  - параметр гексагональной ячейки вдоль направления волнового вектора  $\mathbf{q}$ )  $\vartheta$  - угол между направлением локальной оси квантования и направлением внешнего поля  $\mathbf{B} = [0, 0, B]$ ;  $e_1$  - объемные деформации,  $K_B$  - постоянная Больцмана. Учитывая экспериментальные данные об антиферромагнитном характере ромбического состояния, используем дополнительные условия (4) для построения полевых зависимостей  $M(T = 3K, B)$ , рис.2.

$$\cos \Psi = \begin{cases} \delta(Q_0) & \text{при } |\delta(Q_0)| < 1 \\ 1 & \text{в противном случае} \end{cases}, \quad \delta(Q_0) = 1 - A Q_0^2 + B Q_0^4 \quad (4a)$$

$$\cos \vartheta = \begin{cases} \frac{2H_0 \mu_0}{(J(q_a) - J(0))y} & \text{при } |\delta(Q_0)| < 1 \\ \frac{2H_0 \mu_0}{(J(q_a) - J(0))y} & \text{при } \left| \frac{2H_0 \mu_0}{(J(q_a) - J(0))y} \right| < 1 \\ 1 & \text{в противном случае} \end{cases} \quad (4b)$$

При понижении температуры образца в режиме ZFC до  $T < T_m$

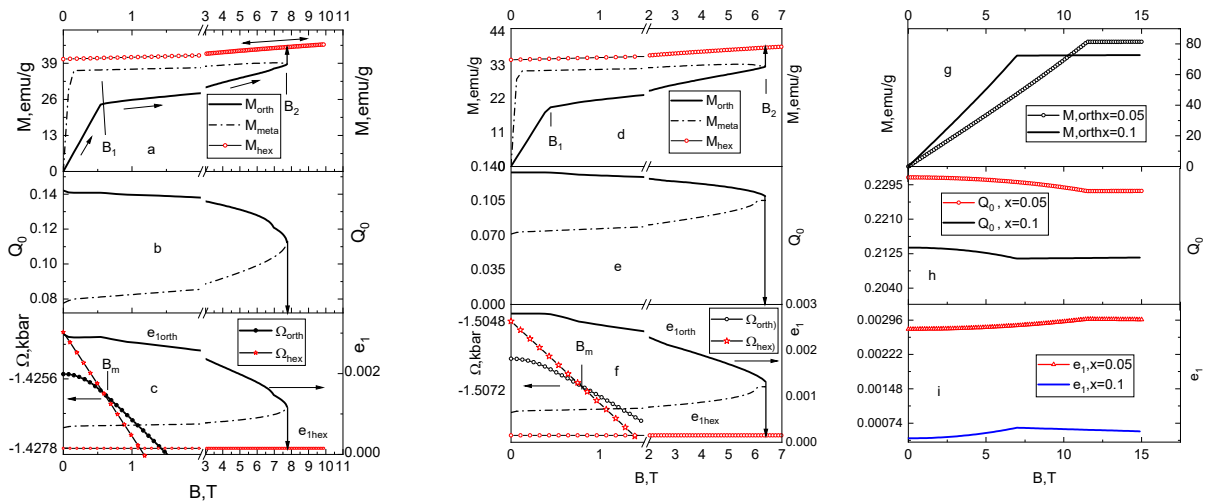


Рис.2. Модельные полевые зависимости намагниченности- $M$ , параметра структурного порядка-  $Q_0$ , объемных деформаций-  $e_1$ , поясняющие механизм необратимых  $a-f$  и обратимых  $g-i$  индуцированных полем переходов при  $T=3K$ . Изломы  $M(B)$  соответствуют подавлению гелимагнитного и появлению ферромагнитного состояния в ромбической решетке; вертикальные стрелки отмечают полевые границы лабильности ромбического состояния - $FM(orth)$  при необратимых переходах  $FM(orth)-FM(hex)$ .

реализуется гелимагнитное ромбическое состояние  $HM(orth)$  с более низким значением ТП ( $\Omega_{orth} < \Omega_{hex}$ , рис.2с,ф). Первичный процесс намагничивания состояния  $HM(orth)$  описывается жирной линией на рис. 2 а,д. Поле излома этой линии  $B_1$  соответствует полному подавлению гелимагнитного и появление ромбического состояния  $FM(orth)$ , которое при  $B=B_2$  скачком переходит в гексагональное состояние  $FM(hex)$ . Переход при  $B_2$  сопоставляется с обнаруженным экспериментально переходом при  $B_{k1}$  (рис.1). Таким образом, наблюдаемый переход при  $B = B_{k1}$ , является магнитоструктурным переходом 1-го рода  $FM(orth)-FM(hex)$  и обусловлен разницей в величинах намагниченности насыщения гексагонального  $M_{hex}$  и ромбического  $M_{orth} < M_{hex}$  состояний.

Исследование выполнено при финансовой поддержке БРФФИ и РФФИ в рамках научного проекта №Т20Р-204 и № 20-58-00059: соответственно.

- [1] В.И.Вальков, А.В.Головчан, В.В. Коледов, Б.М Тодрис, В.И..Митюк. ФТТ **62**, 710(2020).
- [2] A. Szytuła, S. Baran, T. Jaworska-Gołąb, M. Marzec, A. Deptuch,. Journal of at all .Alloys and Compounds **726**, 978 (2017).
- [3] В.И. Вальков, В.И. Каменев , А.В. Головчан, И.Ф. Грибанов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, В.И. Митюк, П. Дуда. ФТТ **62**,628(2021).



## Анизотропия магнитных свойств монокристалла $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$

А.А.Дубровский<sup>1</sup>, Ю.В.Герасимова<sup>1</sup>, Н.М.Лапташ<sup>2</sup>, М.А.Герасимов<sup>1</sup>,  
Ю.В. Князев<sup>1</sup>, А.М. Воротынов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФ ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

e-mail: jul@iph.krasn.ru

<sup>2</sup> Институт химии ДВО РАН, Владивосток, Россия

Семейство кристаллов фтористых гексагидратов переходных металлов с общей химической формулой  $\text{AVF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ , где А – Fe, Mn, Mg, Co, а В – Si, Ge, Ti исследуется с середины 20 века и привлекает интерес исследователей и в 21 веке. Данные соединения вызывали интерес исследователей как наличием водородных связей и необычными оптическими свойствами, присущими данным кристаллам, так и обнаруженной гигантской магнитной анизотропии в  $\text{FeSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  [1-3], влиянию кристаллического поля на магнитные свойства данных соединений.

В данной работе мы представляем результаты исследования магнитных свойств с помощью исследования статической намагниченности, эффекта Мёссбауэра и ЭПР.

На температурных зависимостях намагниченности (рис. 1) мы наблюдаем различное поведение намагниченности при приложении магнитного поля вдоль различных кристаллографических направлений: при направлении внешнего магнитного поля перпендикулярно кристаллографической оси третьего порядка величина намагниченности спадает с ростом температуры, что соответствует парамагнитному поведению, в то время, как в случае ориентации магнитного поля вдоль оси третьего порядка, мы наблюдаем антиферромагнитное поведение намагниченности с температурой Нееля  $T_N \approx 8$  К. Второй момент, обращающий на себя внимание – это анизотропия намагниченности в температуре кипения жидкого гелия  $T = 4.2$  К, величины намагниченности при внешнем магнитном поле  $H = 1$  кОе отличаются почти на два порядка, т.е. анизотропия достигает 10000%.

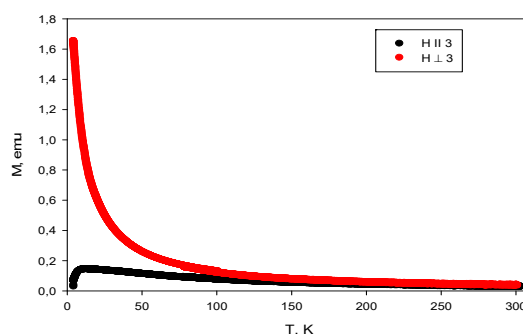


Рис.1 Зависимости намагниченности монокристалла  $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  от температуры. Приложенное магнитное поле  $H = 1$  кОе.

Результаты мёссбауэровской спектроскопии однозначно указывают на парамагнитное состояние катионов железа в интервале 4.2–300 К. Однако резкое изменение разности ширин линий квадрупольного дублета

наблюдается при 10 К, что коррелирует с температурой установления магнитного порядка. Предложен механизм возникновения дальнего магнитного порядка через формирование в кристалле обменного взаимодействия, обнаруженного по результатам ЭПР измерений на ориентированных монокристаллах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках исследовательского проекта № 20-42-240014.

- [1] Jackson, L. C. (1959). The magnetic susceptibility of ferrous fluosilicate at low temperatures. *Philosophical Magazine*, 4(38), 269–272.
- [2] Ohtsuka, T. (1959). Crystalline Field Splitting in Ferrous Fluosilicate. *Journal of the Physical Society of Japan*, 14(9), 1245-1245.
- [3] Varret, F. (1976). Pulsed magnetic field study of  $\text{Fe}^{2+}$  in some fluosilicates. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 37(3), 257–263.

## Исследование трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры методом Монте-Карло

Т.А.Тааев, К.Ш.Хизриев, А.К.Муртазаев

*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия*

*e-mail: taaev89@mail.ru*

В 1991 году был предложен способ для увеличения максимального энергетического произведения  $(BH)_{max}$  магнитных материалов путем создания композитных гетероструктур с чередующимися магнитотвердыми и магнитомягкими слоями [1]. Такие магниты называют обменно-связанными, и они приводят к возникновению ряда необычных явлений, таких как формирование во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной спиновой пружины. Также большие надежды возлагаются на магнитотвердые/магнитомягкие гетероструктуры в свете их практического применения: из-за возможности интегрирования в различные электронные устройства.

Для исследования трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры была использована модель [2-5], обобщающая стандартную XY-модель. Магнитные моменты в данной модели расположены в вершинах простой кубической решетки.

Энергия системы имеет вид:

$$E = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \sum_i K (S_i^x)^2 - g \mu_B \mu_0 \sum_i (H^x S_i^x + H^y S_i^y), \quad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоев; вторая сумма учитывает вклад анизотропии в энергию системы; третья сумма – вклад в энергию системы внешнего магнитного поля,  $g \approx 2$  – фактор Ланде,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость среды,  $H^{x,y}$  – проекции внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ ,  $S_i^{x,y}$  – проекции спина  $\mathbf{S}_i$ , локализованного на узле  $i$ ,  $|\mathbf{S}_i| = 1$ .

Расчеты проводились стандартным алгоритмом Метрополиса метода Монте-Карло [6] для систем с линейными размерами  $L_x \times L_y \times L_z$ , при температуре  $T$  намного ниже  $T_c$  для модели магнитного бислоя [2, 3]. В процессе эксперимента совершалось до  $4 \times 10^5$  МКшагов/спин и проводилось усреднение термодинамических параметров. На систему накладывались периодические граничные условия в двух направлениях (вдоль  $x$ - и  $y$ -направлений).

Были исследованы две модели размерами  $L_x = L_y = 50, L_z = 100$ .

i)  $h/s/h$  – модель трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры, в которой магнитомягкий слой расположен между двумя магнитотвердыми слоями;

ii)  $s/h/s$  – модель трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры, которой магнитотвердый слой расположен между двумя магнитомягкими слоями.

Мы исследовали полевые зависимости общей намагниченности  $M$  и его продольной и поперечной составляющей. Также мы наблюдали за намагниченностью каждого магнитного монослоя  $M_j$  и углами поворота вектора намагниченности монослоя  $M_j$ . С помощью этих углов поворота, можно наблюдать детальную картину образования спиновой пружины. На рис. 1 показаны углы поворотов намагниченности монослоев  $M_j$  для  $h/s/h$  и  $s/h/s$  моделей при различных значениях магнитного поля  $H$ .

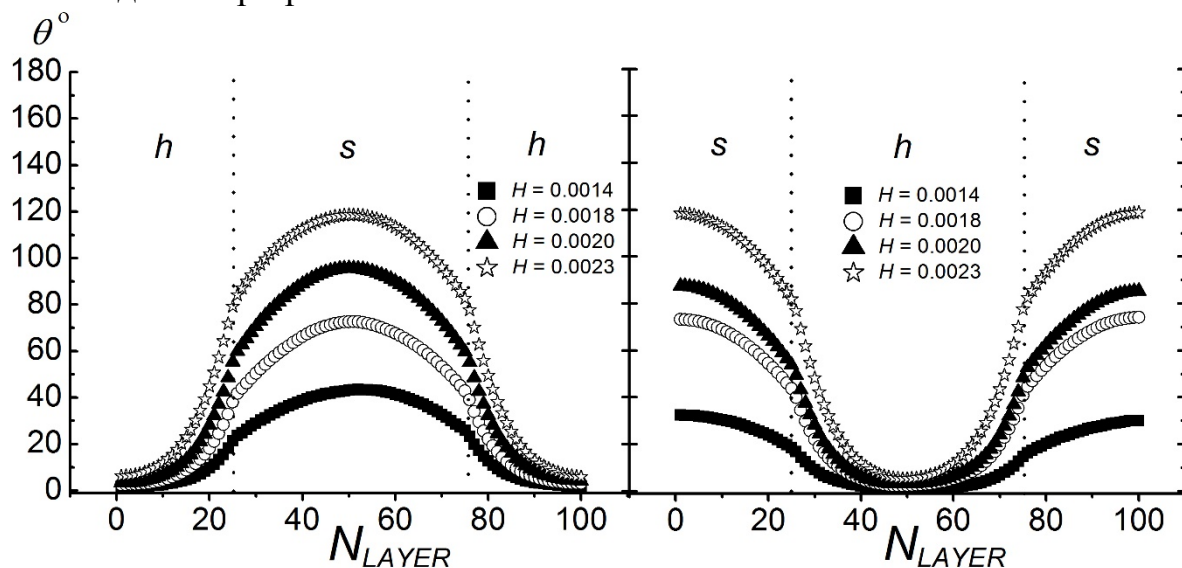


Рис.1 Углы поворота  $\theta$  векторов намагниченности  $j$ -го монослоя  $M_j$  для моделей  $25h/50s/25h$  и  $25s/50h/25s$ .  $N_{layer}$  – номер  $j$ -го монослоя.

Также изучили влияние толщины магнитотвердого слоя на процессы перемагничивания для данных моделей. Построили фазовые диаграммы данных моделей. Мы показали, что поведение наших моделей во внешнем магнитном поле хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями и экспериментальными результатами.

- [1] E.F. Kneller, R. Hawig, IEEE Trans. Magn. **27**, 3588 (1991).
- [2] Т.А. Тааев, К.Ш. Хизриев, А.К. Муртазаев, ЖЭТФ **149**, 1022 (2016).
- [3] Т.А. Тааев, К.Ш. Khizriev, А.К. Murtazaev, et. al., Journal of Alloys and Comp. **678**, 167 (2016).
- [4] Т.А. Тааев, К.Ш. Khizriev, А.К. Murtazaev, Journal of Alloys and Comp. **785**, 1253 (2019).
- [5] Т.А. Тааев, К.Ш. Khizriev, А.К. Murtazaev, D.R. Kurbanova, JMMM **524**, 167638 (2021).
- [6] N. Metropolis, W. Rosenbluth, N. Rosenbluth, et. al., J. Chem. Phys. **21**, 1087 (1953).

## АВТОРСКИЙ СПИСОК

	<b><i>F</i></b>						
Franco V.		14		Меньшенин В.В.		6	
	<b><i>A</i></b>			Митюк В.И.		29	
Алиев А.М.		14, 25		Михайлин Н.Ю.		10	
Амиров А.А.		25		Муртазаев А.К.		35	
	<b><i>B</i></b>				<b><i>П</i></b>		
Бучельников В.Д.		15		Пальниченко А.В.		27	
	<b><i>B</i></b>			Панкратов Н.Ю.		19	
Вальков В.И.		29			<b><i>P</i></b>		
Вещунов И.С.		27		Римский Г.С.		29	
Винников Л.Я.		27			<b><i>C</i></b>		
Воротынов А.М.		33		Саноян А.А.		15	
	<b><i>G</i></b>			Сидельников М.С.		27	
Герасимов М.А.		33		Соколовский В.В.		15	
Герасимова Ю.В.		33		Столяров В.С.		27	
Головчан А.В.		29			<b><i>T</i></b>		
Гусейнов М.М.		21		Тааев Т.А.		35	
	<b><i>Д</i></b>			Таскаев С.В.		21	
Джабраилов Ш.З.		14		Терешина И.С.		19	
Дубровский А.А.		33		Тодрис Б.М.		29	
	<b><i>K</i></b>				<b><i>X</i></b>		
Князев Ю.В.		33		Хизриев К.Ш.		35	
Коледов В.И.		29			<b><i>Ш</i></b>		
Кумзеров Ю.А.		10		Шавров В.Г.		29	
	<b><i>Л</i></b>			Шамшур Д.В.		10	
Лапташ Н.М.		33		Шитов А.Е.		10	
	<b><i>M</i></b>				<b><i>Ю</i></b>		
Макуренкова А.А.		19		Юсупов Д.М.		25	
Маширов А.В.		29					