



УДК 544.226; 544.016

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ С ОБЪЕМОМ БЛИЗКИМ К КРИТИЧЕСКОМУ

\*С.В. Блажевич, \*\*А.Ю. Божко,  
\*Т.Г. Кузьмичева, \*\*Л.П. Ольховик, \*Е.В. Шуринова

\*Белгородский государственный университет,  
ул. Победы 85, Белгород, 308015, Россия, e-mail: [blazh@bsu.edu.ru](mailto:blazh@bsu.edu.ru)

\*\*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,  
пл. Свободы 4, Харьков, 61022, Украина. e-mail: [Larisa.P.Olkhovik@univer.kharkov.ua](mailto:Larisa.P.Olkhovik@univer.kharkov.ua)

**Аннотация.** Работа посвящена исследованию условий реализации суперпарамагнитного состояния в системе наночастиц кобальт-титан замещенного гексаферрита бария, синтезированного с использованием элементов криохимической технологии. Экспериментально, по характеру температурных зависимостей намагниченности при фиксированных значениях магнитного поля, установлено наличие суперпарамагнитного (СИМ) состояния. Определены температурно-полевые условия реализации суперпарамагнитного перехода для данной системы нанокристаллов. Выявлена двоякая роль внешнего магнитного поля — как стимулирующая, так и блокирующая.

**Ключевые слова:** гексаферрит, система нанокристаллов, суперпарамагнитное состояние.

**Введение.** Малые ферритовые частицы в настоящее время находят все более широкое применение в медико-биологической сфере для диагностики и лечения различных заболеваний. Магнитоуправляемые препараты в виде ферромагнитных жидкостей и эмульсий, микрокапсул и индивидуальных частиц должны удовлетворять определенным функциональным требованиям: биосовместимость, химическая стабильность, заданная дисперсность, высокая намагниченность при относительно низком значении поля магнитной анизотропии. Последнее обеспечивает высокую магнитную восприимчивость и, следовательно, хорошую управляемость частиц внешним магнитным полем. Однако при получении исследуемого состава возникают определенные трудности в согласовании ряда функциональных параметров: технологических (химическая однородность исходных компонентов, однофазность готового продукта, температура и длительность синтеза), морфологических (форма, диаметр частиц, отсутствие агломератов в порошке), магнитных (намагниченность насыщения, коэрцитивная сила, магнитное состояние).

К наиболее характерным и впечатляющим свойствам нанодисперсных ферромагнитных частиц следует отнести, прежде всего, суперпарамагнетизм (СПМ), который проявляется, когда объем частицы становится равным или меньшим некоторого критического объема  $V_s$ . Этот параметр зависит от температуры и константы эффективной магнитной анизотропии [1]. Он связан с величиной внешнего магнитного поля.

Цель настоящей работы — исследование магнитного состояния впервые синтезированного нанодисперсного порошка гексаферрита  $BaFe_{10,4}Co_{0,8}Ti_{0,8}O_{19}$  в широком интервале температур (300-670 К) в полях напряженностью до 6 кЭ.



## 1. Физика суперпарамагнетизма.

1.1. Суперпарамагнетизм как явление. Уменьшение размеров магнитных частиц в нанометровом диапазоне обязательно приводит к изменению магнитных свойств порошковых материалов, а при наличии определенных условий к изменению магнитного состояния частиц.

Магнитное состояние однодоменных частиц зависит от соотношения энергии эффективной магнитной анизотропии ( $K_{ef}V$ ) и тепловой энергии ( $kT$ ). Эффективная магнитная анизотропия может состоять из двух или трех составляющих: магнитокристаллической анизотропии, анизотропии формы частицы и поверхностной анизотропии. В таком случае свободную энергию эффективной анизотропии для трех составляющих следует записать как

$$E_{ef} = E_{ak} + E_a^{dem} + E_a^{surf}. \quad (1)$$

Две составляющие учитываются в случае, если одна из указанных выше составляющих значительно менее двух других. Энергия магнитной анизотропии ориентирует магнитный момент частицы ( $\vec{M}$ ) вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН).

Тепловая энергия (при температуре ниже  $T$  — температуры Кюри) сохраняет самопроизвольную намагниченность однодоменной частицы, но в то же время способствует пространственным флуктуациям суммарного магнитного момента. Для нанокристаллов магнитного материала, который характеризуется константой эффективной анизотропии  $K_{ef}$ , для конкретной температуры существует характерный критический объем, ниже которого наблюдается термически активированная (суперпарамагнитная) релаксация магнитного момента частицы. Параметры  $V_{SO}$  и  $V_{SH}$  вводятся соответственно как суперпарамагнитной объем при  $H = 0$  и  $H \neq 0$  и определяются уравнениями [2]

$$K_{ef}V_{SO} = 25kT \quad \text{и} \quad V_{SH} = V_{SO} \left(1 - \frac{H}{H_a}\right)^{-2}. \quad (2)$$

В случае одноосной анизотропии нанокристаллов гексагональной сингонии для изменения направления магнитного момента  $\vec{M}$  на угол  $\theta$  необходимо преодолеть барьер энергии анизотропии, который равен

$$E(\theta) = K_{ef}V \sin^2 \theta. \quad (3)$$

Если, кроме температуры, в процесс суперпарамагнитной релаксации дополнительно вмешивается внешнее магнитное поле  $H \parallel \text{ОЛН}$ , то, манипулируя величиной внешнего магнитного поля, можно уменьшить энергетический барьер для магнитного момента. Тем самым можно или создать условия для возникновения суперпарамагнитной релаксации (при  $H \ll H_a$ ) коллективных магнитных возбуждений частицы относительно направления магнитного поля (при  $H \leq H_a$ ) или заблокировать внешним полем предыдущее магнитное состояние ( $H \geq H_a$ ). Указанную выше динамику изменение магнитного состояния в системах частиц с объемом, близким к критическому, можно наблюдать на экспериментальных (H-T) диаграммах магнитного состояния, например, для высокоанизотропных систем нанокристаллов гексаферритов [3]. Энергетический барьер изменяется на величину  $HM_S V$  и становится равным

$$E(\theta) = K_{ef}V \sin^2 \theta - HM_S V \cos \theta. \quad (4)$$

Здесь  $M_S$  — намагниченность насыщения. Формула (4) и иллюстрация к ней (рис. 1) позволяет определить то критическое значение магнитного поля, для которого при  $H_{cr} \leq 2K_{ef}/M_S$  должны существовать два минимума  $E(\theta)$ , то есть две равновесные ориентации  $\vec{M}$  при  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi$ . Для  $H > H_{cr}$  минимум при  $\theta = \pi$  на зависимости  $E(\theta)$  исчезает.

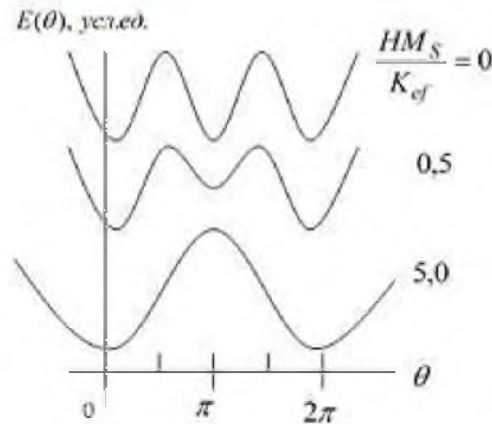


Рис. 1. Изменение магнитной энергии  $E(\theta)$  согласно уравнению (4), для наночастицы при различных значениях  $HM_S/K_{ef}$ .

Когда  $K_{ef}V$  или  $HM_S V$  значительно превышают тепловую энергию  $kT$ , величина  $f(\theta)$  вероятности нахождения магнитного момента  $\vec{M}$  в пределах углов  $\theta - (\theta + d\theta)$  будет соответствовать одному из энергетических минимумов, т.е. магнитоустойчивому состоянию, присущему макроскопическому аналогу (макрокристаллу, поликристаллу).

В случае, когда величина  $K_{ef}V$  или  $HM_S V$  равны тепловой энергии, возникает угловое распределение ориентации магнитного момента вокруг минимума  $E(\theta)$ .

При высоких температурах ( $K_{ef}V/kT < 1$ ) и малых величинах магнитного поля ( $H < 2K_{ef}/M_S$ ) возникает суперпарамагнитная релаксация магнитного момента частицы.

Вероятность нахождения магнитного момента  $\vec{M}$  в пределах углов  $\theta - (\theta + d\theta)$  воспроизводит запись [4]:

$$f(\theta)d\theta = \frac{\exp\left(-\frac{E(\theta)}{kT}\right) \sin\theta d\theta}{\int_0^\pi \exp\left(-\frac{E(\theta)}{kT}\right) \sin\theta d\theta}. \quad (5)$$

Вероятность перехода между двумя энергетическими минимумами (между состояниями 1 и 2) находится как

$$\begin{aligned} w_{12} &= f_{12} \exp\left[\frac{-(E^{\max} - E_1)}{kT}\right], \\ w_{21} &= f_{21} \exp\left[\frac{-(E^{\max} - E_2)}{kT}\right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $f_{12}$  и  $f_{21}$  — частотный фактор, который слабо зависит от температуры и, в первом приближении, равен частоте прецессии магнитного момента в эффективном внешнем поле

$$f_{ij} \cong \frac{\gamma}{2\pi} H_{ef} = f_0, \quad (7)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\gamma/2\pi = 2,8 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}\text{Э}^{-1}$  при  $S = 2f_0$  для различных магнитных материалов составляет  $10^9 - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ .



Для описания этого явления вводится также временной параметр  $\tau_S$  как время суперпарамагнитной релаксации. В таком случае

$$\tau_S = (w_{12} - w_{21})^{-1}. \tag{8}$$

Релаксационный процесс относительно изолированной частицы без внешнего магнитного поля (формула (9) в формате  $\tau$ ) и когда высота энергетических барьеров значительно ниже тепловой энергии, сводится к записи, впервые было введено Л. Неелем [5].

$$\tau_S = \tau_0 \exp\left(\frac{K_{ef}V}{kT}\right). \tag{9}$$

Динамика магнитного состояния ансамбля взаимодействующих частиц значительно сложнее. Поэтому рассматриваемое приближение к описанию суперпарамагнитной релаксации справедливо лишь в случае, когда среднее дипольное поле ( $H_{int}$ ), которое действует на конкретную частицу со стороны частиц, ее окружающих, превышает эффективное поле магнитной анизотропии ( $H_{int} \ll H_a$ ).

1.2. Критические параметры перехода системы малых частиц из МС в СПМ. Как видно из рис. 2 на кривых  $\sigma(T)$  в полях  $H < 6$  кЭ наблюдается аномалия, предсказанная Пфайфером [2].

Температура, которая соответствует началу повышения намагниченности на кривой  $\sigma(T)$ , является критическим параметром и называется температурой блокировки  $T_{BH}$ . При данной температуре снимается блокировка магнитного момента частицы энергией магнитной анизотропии. Параметр  $T_{BH}$  указывает на распределение температурно-полевых областей существования в системе частиц магнитостабильного и суперпарамагнитного состояний. Для порошкового образца с реальным распределением частиц по объемам  $N = f(V)$ , переход «МС>СПМ» протекает в конечном интервале температур, а именно  $(T_{BH}^{(1)} - T_{BH}^{(2)})$ .

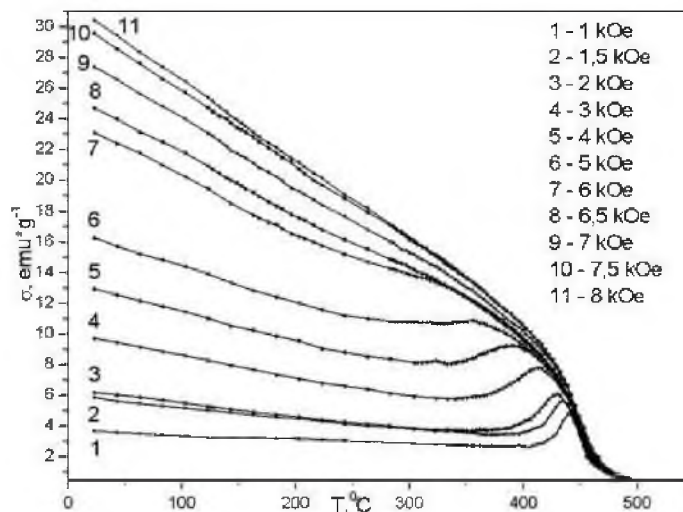


Рис. 2. Кривые  $\sigma(T)$  феррита  $BaFe_{12}O_{19}$  при разных фиксированных значениях  $H$ .

Температура начала СПМ перехода  $T_{BH}^{(1)}$  соответствует минимуму на кривой  $\sigma(T)$ , а  $T_{BH}^{(2)}$  — температура окончания данного процесса соответствует максимуму той же зависимости, что проиллюстрировано на рис. 3.

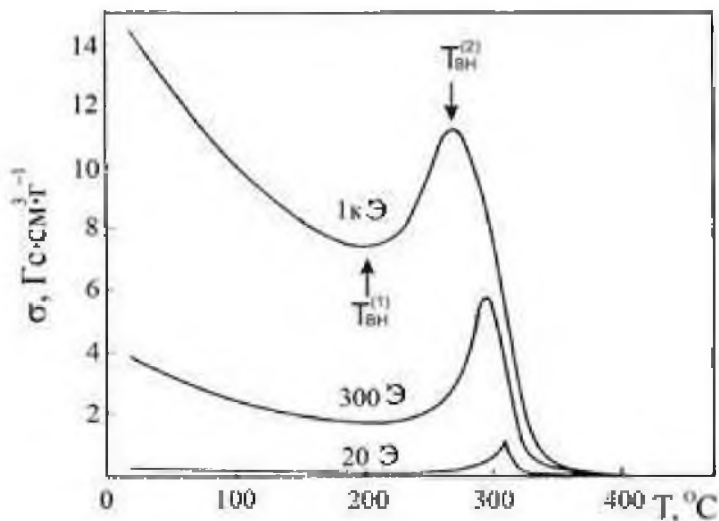


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности ферритового нанодисперсного порошка при фиксированных значениях магнитного поля.

## 2. Эксперимент.

2.1. Экспериментальные методы исследования. Для анализа экспериментальных зависимостей намагниченности от температуры при фиксированных значениях внешнего магнитного поля использовался подход, теоретически обоснованный Pfeiffer и Schüppel [2] для случая  $H \ll H_a^{\text{macro}}$ . Согласно [2], при повышении температуры вследствие перехода частиц исследуемой системы из магнитоустойчивого (МС) в суперпарамагнитное (СПМ) состояние должно наблюдаться заметное увеличение намагниченности.

При исследовании магнитных свойств нанокристаллических частиц конечный результат зависит от соотношения временной шкалы выбранной экспериментальной методики и временной шкалы флуктуационного явления. Поэтому для того, чтобы реализовать возможность выявления суперпарамагнитного состояния, необходимо выполнить основное условие: время экспериментального наблюдения  $t_m \gg \tau_S$ , где  $\tau_S$  — время суперпарамагнитной релаксации. В этом случае, при условии  $H=0$ , средний магнитный момент частицы  $\langle \vec{M} \rangle = 0$ , т.е. будет зафиксировано суперпарамагнитное состояние. Когда  $t_m \ll \tau_S$ , то магнитный момент за время его измерения остается у одного из направлений легкого намагничивания и в результате измеряется конечная величина момента ( $\vec{M} \neq 0$ ). Из этого вытекает возможность вывода о наличии магнитоустойчивого состояния. Относительно простой для диагностики суперпарамагнитного состояния нанодисперсных систем является методика, основанная на исследовании температурных зависимостей намагниченности  $\sigma(T)$  при фиксированных значениях магнитного поля  $H < H_a$ . Время измерения намагниченности составляет  $\sim 1$  сек, благодаря этому данная методика является достаточно эффективной как для низко-, так и для высокоанизотропных оксидных ферримагнетиков.

В настоящей работе измерения проводились на термически размагниченном уплотненном (фактор упаковки  $p \sim 0,4$ ) порошковом образце с беспорядочно ориентированными частицами при фиксированных полях в диапазоне от 1 кЭ до 5,5 кЭ, в диапазоне температур  $300\text{К} - T_c$ . Для исследования использовался маятниковый магнитометр лабораторного типа. Электронно-микроспические исследования проводились на просвечивающем электронном



микроскопе Selmi TEM-125 К.

## 2.2. Объект исследования.

*2.2.1. Технология получения порошкового образца феррита  $\text{BaFe}_{10,4}\text{Co}_{0,8}\text{Ti}_{0,8}\text{O}_{19}$ .* В качестве технологии получения использовалась криохимическая технология, основные стадии технологического процесса которой приведены на блок-схеме (рис. 4) Образец был получен путем смешивания растворов:  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ ,  $\text{Fe}(\text{NO}_3)_2$ ,  $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$ ,  $\text{TiO}_2$  и лимонной кислоты в количествах, обеспечивающих стехиометрический состав конечного продукта.



Рис. 4. Блок-схема криохимической технологии.

Все смешанные вещества замораживались диспергированием в жидкий азот по схеме, приведенной на рис. 5. На штатив с двумя «лапками» крепилась механическая мешалка и пневматическая форсунка (5). В металлическую емкость (6) непосредственно перед распылением наливался жидкий азот (~10 литров азота на 1 литр раствора). Во избежание примерзания к столу емкость (6) ставился на кусок пенопласта. Лопата из нержавеющей стали опускалась в азот, после чего включалась механическая мешалка со скоростью вращения ~ 100 – 200 оборотов в минуту. С помощью вентиля (1) по показанию манометра (2) устанавливалось фиксированное давление в системе (0,12 – 0,2 атм.), под действием которого рабочая жидкость из колбы (3) подавалась в вихревую камеру (4) форсунки. В результате струя раствора разбивалась на отдельные капли диаметром 3 – 70 мкм. Частицы, попадая в жидкий азот, быстро кристаллизовались. В качестве инертного газа, нагнетаемого в установку под давлением, использовался аргон.

Удаление растворителя из криогранулята проводилось с помощью сублимационной сушилки – процесса перехода растворителя из кристаллического в газообразное состояние, минуя жидкую фазу. Это позволило свести к минимуму агломерацию сформировавшегося на стадии замораживания частиц продукта, благодаря исключению появления в материале жидкой фазы.

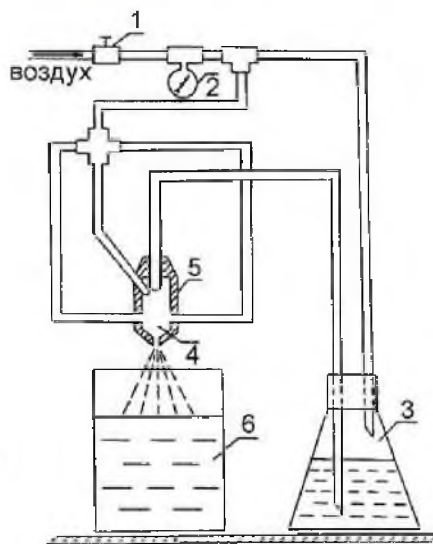


Рис. 5. Схема установки для диспергирования растворов.

1 – вентиль; 2 – манометр; 3 – емкость для рабочей жидкости; 4 – вихревая камера;  
5 – пневматическая форсунка; 6 – криостат с жидким азотом.

Отжиг полученной ферритовой шихты проводился в муфельной печи при температуре  $900 - 915^{\circ}\text{C}$ . Данная, предельно низкая для данного состава, температура отжига позволила провести полную ферритизацию состава, сохранив нанодисперсный размер частиц.

*2.2.2. Исследование температуры Кюри в зависимости от состава.* Для определения концентрации замещающих ионов  $\text{Co-Ti}$  снималась температурная зависимость намагниченности в малых полях, позволяющая точно определить температуру Кюри исследуемого состава (рис. 6). Далее полученное значение  $T_c = 375^{\circ}\text{C}$  сравнивалось с известным [6] для макроаналога, что позволило определить состав исследуемого порошка, как  $\text{BaCo}_{0,8}\text{Ti}_{0,8}\text{Fe}_{10,4}\text{O}_{19}$ .

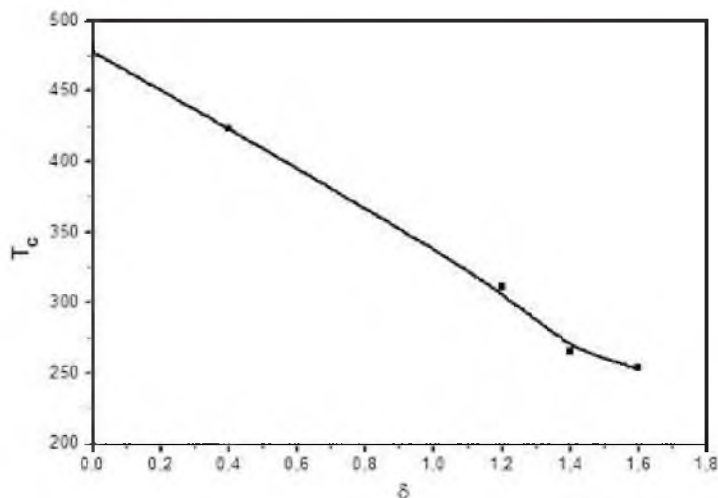


Рис. 6 Зависимость температуры Кюри от концентрации замещающих ионов.

2.2.3. *Электронно-микроскопические исследования морфологии и диапазона размеров частиц.* Для аттестации синтезированного состава большое значение имеет определение размеров частиц. Данная характеристика может использоваться для расчёта возможности перехода в суперпарамагнитное состояние.

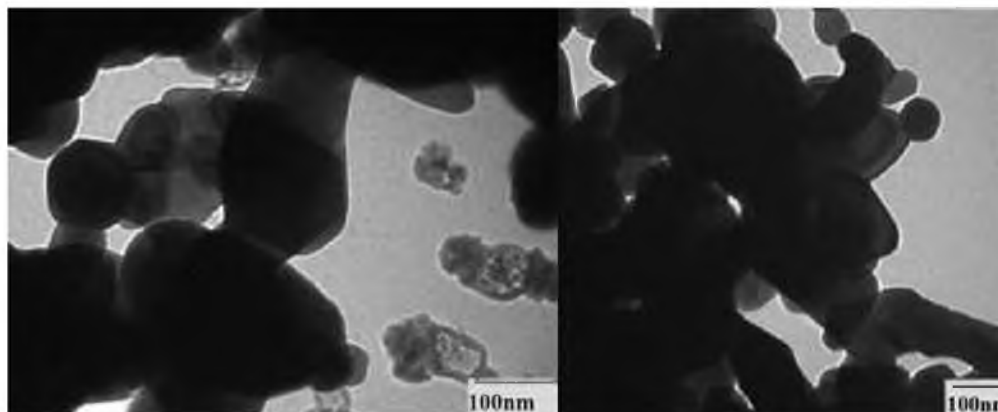


Рис. 7. Электронно-микроскопические снимки  $\text{BaFe}_{10,4}\text{Co}_{0,8}\text{Ti}_{0,8}\text{O}_{19}$ .

Электронно-микроскопические исследования проводились на просвечивающем электронном микроскопе Selmi ПЭМ-125К. Из полученных снимков видна характерная для гексагональных ферритов форма частиц в виде шестигранных пластинок с отношением  $d/h \sim 5$ . Диаметр частиц находится в диапазоне от 50 до 150 нм.

Возможность перехода частиц исследуемой системы гексаферрита  $\text{BaFe}_{10,4}\text{Co}_{0,8}\text{Ti}_{0,8}\text{O}_{19}$  в СПМ состояние выяснялась путем оценки критического супериарамагнитного объема  $V_{\text{SO}}$  ( $H = 0$ ) и сопоставления его с реальным объемом  $V_{\text{min}}$ , полученным из электронно-микроскопических снимков (рис. 7).

Критический объем определялся из условия равенства энергии магнитной анизотропии частиц и тепловой энергии

$$KV_{\text{SO}} = 25kT \quad \text{или} \quad H_a I_S V_{\text{SO}} = 50kT \quad (10)$$

Здесь  $H_a$  — поле магнитной анизотропии,  $I_S$  — намагниченность насыщения.

Для случая  $H_a = H_a^{\text{min}}$  — поле анизотропии из распределения  $N = f(H_a)$  значение критического объема температуры 300 К

$$V_{\text{SO}}(300\text{K}) = \frac{50 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{3,4 \cdot 10^3 \cdot 23 \cdot 5,27} = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3. \quad (11)$$

Как и следовало ожидать, с повышением температуры значение критического объема существенно увеличивается, а значит, возрастает вероятность перехода частиц в СПМ состояние.

Если сравнить расчетное значение  $V_{\text{SO}}(300\text{K})$  с реальным объемом частицы, который для диаметра  $\langle d \rangle \sim 50\text{нм}$  — составляет  $\langle V \rangle = 1,9 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$ , то можно предположить, что в исследуемом интервале температур должны проявиться признаки перехода частиц системы из магнитостабильного (МС) в суперпарамагнитное (СПМ) состояние.

2.3. Исследования температурной зависимости намагниченности при фиксированных значениях магнитного поля. Исследование  $\sigma(T)$  проводилось в диапазоне  $300\text{K}-T_c=670\text{K}$ , область малых полей ограничивалась диапазоном 0,5-2 кЭ.





На экспериментальных кривых  $\sigma(T)$  на рис. 8 проявился главный признак перехода частиц исследуемой системы в СПМ состояние: аномалия в виде максимума, смещающаяся с увеличением поля в сторону более низких температур с постепенным размытием.

Значение  $T_{BH}^{(1)}$  смещается более существенно по сравнению с  $T_{BH}^{(2)}$ . Установлено, что, в отличие от теоретических прогнозов, аномалии температурной зависимости намагниченности  $\sigma(T)$  исследуемой системы нанокристаллов имеют место не только в малых полях  $H \ll H_a$ , но и в относительно больших полях  $H \sim H_a = 5,5$ .

Как видно из рис. 8, с ростом поля от 1 кЭ до 5,5 кЭ ширина аномалии возрастает, амплитуда максимума уменьшается и для случая  $H=4$  кЭ максимум на кривой  $\sigma(T)$  постепенно сглаживается. Едва заметная аномалия проявляется на дифференциальной кривой  $d\sigma/dT=f(T)$  при  $T=200-210$  °С для случая  $H=5,5$  кЭ. То есть при достижении внешним магнитным полем значения, близкого к  $\langle H_a \rangle$  из распределения частиц по полям анизотропии ( $N=f(H_a)$ ), блокирующий эффект превалирует над стимулирующим СПМ переход фактором и в результате на кривых  $\sigma(T)$  аномалия исчезает.

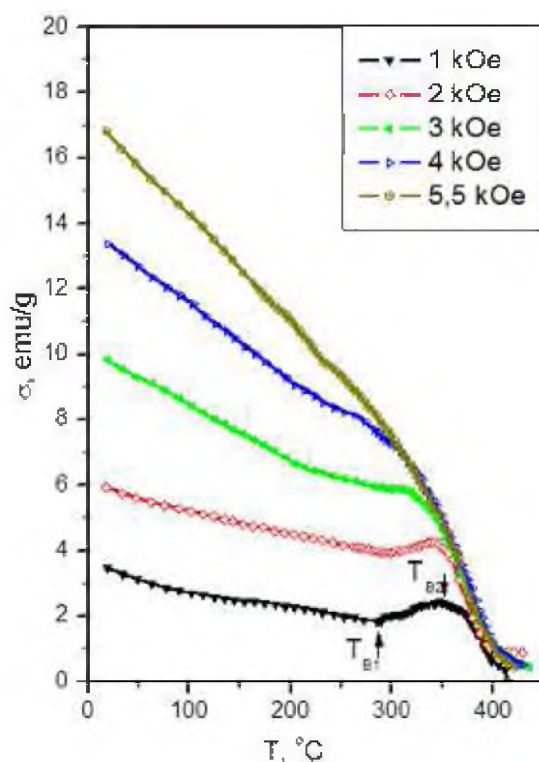


Рис. 8. Экспериментальные кривые  $\sigma(T)$ .

2.4. H-T диаграмма магнитного состояния высокодисперсной системы Co-Ti замещенного гексаферрита Ва. Температурный интервал реализации СПМ состояния в зависимости от величины внешнего магнитного поля представлен на рис. 9. На основании полученных данных о критических параметрах  $T_{BH}^{(1)}$  и  $T_{BH}^{(2)}=f(H)$  была построена (H-T) диаграмма магнитного состояния системы нанокристаллов  $\text{BaFe}_{10,4}\text{Co}_{0,8}\text{Ti}_{0,8}\text{O}_{19}$  – одного из лучших аналогов высокоплотной магнитной записи на основе оксидных магнетиков.



Если для макроскопического аналога в исследуемом интервале  $T=300-T_c$  независимо от величины внешнего магнитного поля реализуется только МС состояние, то для исследуемой системы наночастиц нам удалось выделить 4 области существования различных магнитных состояний. Среди них:

Область I — МС состояние, заблокированное эффективной магнитной анизотропией.

В области II происходит постепенный по полю и температуре переход частиц с объемом, достигшим критического значения  $V_{SH}$ , в состояние с незакрепленным относительно оси легкого намагничивания (ось  $c$ ) магнитным моментом. Специфика второй области состоит в неоднородности магнитного состояния. Суперпарамагнитная релаксация, изначально соответствующая условию  $KV \sim kT$ , постепенно модифицируется внешним магнитным полем по мере его увеличения. В предельном случае ( $H \sim H_a$ ) магнитное состояние ближе к определению «коллективные магнитные возбуждения» — малые флуктуации вблизи направления легкого намагничивания.

Область III соответствует приближению нанодисперсной системы к насыщению, где внешнее магнитное поле постепенно блокирует магнитные моменты всех частиц, преодолевая тем самым как энергетические барьеры, так и суперпарамагнитную релаксацию и коллективные магнитные возбуждения частиц с  $V=V_{SH}$ .

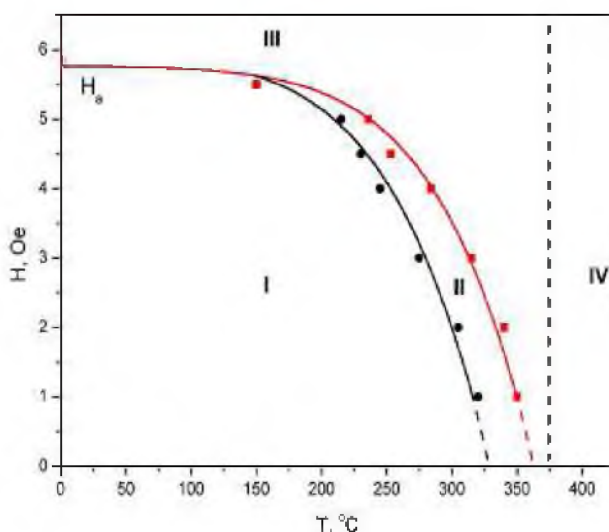


Рис. 9. Обобщенная H-T диаграмма магнитного состояния системы наночастиц исследуемого гексаферрита.

В области IV магнитная структура во всем объеме всех частиц системы, независимо от предыстории их магнитного состояния, полностью разрушена. Это область парамагнитного состояния.

Однако зарождение парамагнитной фазы начинается гораздо ниже температуры Кюри. Как было показано в [7] переход в ИМ состояние начинается с поверхности нанокристалла и затем распространяется на дефектный приповерхностный слой (за 50К до  $T_c$  объемной части кристалла). В этом сказывается одна из важнейших специфических особенностей малых частиц, обусловленная влиянием открытой поверхности и прилежащих к ней структурно-дефектных слоев.



### Выводы.

1. С использованием элементов криохимической технологии получена система наночастиц (Co-Ti) замещенного гексаферрита бария с размером частиц 50-150 нм.

2. Экспериментальные результаты, а именно  $\sigma(T)$  при  $H \leq H_a$ , обобщены в (H-T) диаграмму магнитного состояния, отражающую специфику магнитных свойств индивидуальных нанокристаллов и их системы в целом.

3. Показана двойная роль внешнего магнитного поля, в зависимости от его величины, в формировании СПМ состояния нанокристаллов (Co-Ti) замещенного гексаферрита бария: стимулирующая ( $0,5 \text{ кЭ} < H \leq 5,5 \text{ кЭ}$ ) и блокирующая ( $5,5 \text{ кЭ} < H$ ) процесс перехода частиц в СПМ состояние.

### Литература

1. Ольховик Л.П., Сизова З.И., Шуринова Е.В., Камзин А.С. // ФТТ. – 2005. – 47. – С.1261.
2. Pfeiffer H., Schuppel W. // J. Magn. Magn. Mater. – 1994. – 130. – С.92.
3. Ольховик Л.П. Эволюция магнитных свойств высокоанизотропного ферромагнетика  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  при переходе от макро к нанокристаллу / Дисс. докт. физ.-мат. наук: 01.04.11 / Харьков, 2006. – 317 с.
4. Вонсовский С.В. Магнетизм / М.: Наука, 1971. – 1032 с.
5. Neel L. // Compt. Rend. – 1947. – 224. – S.1488.
6. Смит Я., Вейн Х. Ферриты / М.: ИЛ, 1962. – 504 с.
7. Камзин А., Штал Б., Геллерт Р., Клингельхофер Г., Канкелайт Э., Ольховик Л.П., Вчерашний Д. // ФТТ. – 2000. – 42. – С.873.

### INVESTIGATION OF MAGNETIC STATE IN THE SYSTEM OF PARTICLES WITH VOLUME CLOSED TO THE CRITICAL

\*S.V. Blazhevich, \*\*A.Yu. Bozhko, \*T.G. Kuzmicheva,

\*\*L.P. Ol'hovik, \*E.V. Shurinova

\*Belgorod State University,

Pobedy str. 85, Belgorod, 308015, Russia, e-mail: [blazh@bsu.edu.ru](mailto:blazh@bsu.edu.ru)

\*\*Karazin Kharkiv National University,

Svobody Sq. 4, Kharkiv, 61022, Ukraine, e-mail: [Larisa.P.Olkhovik@univer.kharkov.ua](mailto:Larisa.P.Olkhovik@univer.kharkov.ua)

**Abstract.** Conditions of superparamagnetic state in the system of cobalt-titanium substituted barium hexaferrite nanoparticles which is synthesized using cryochemical technology is studied. The presence of SPM state has been established experimentally on the basis of temperature dependence of the magnetization at fixed magnetic field. Temperature and field conditions of superparamagnetic transition in the system of nanocrystals have been determined. Dual role of external magnetic field both stimulating and blocking is found.

**Keywords:** hexaferrite, system of nanocrystals, magnetic state.